PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1912. 13. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 5 am 16. Februar 1912.

INHALT:

Originalmitteilungen:
M. Risco, Die Asymmetrie der Zeemanschen Tripletts. S. 137.
J. C. Sanderson, Der wahrscheinliche Einfluß des Bodens auf die örtliche atmosphärische Radioaktivität. S. 142.
G. Berndt, Luftelektrische Beobachtungen in Argentinien. II. Winter. S. 151.
W. Knoche, Bestimmungen des Emanationsgehalts im Meerwasser und der induzierten Aktivität der Luft zwischen der chilenischen Küste und der Osterinsel. II. S. 152.
G. Helm, Das Relativitätsprinzip in der Ätherhypothese. S. 157.
S. Pokrowsky, Ponderomotorische Wirkungen zirkular polarisierter Strahlen. S. 158.
W. S. Gripenberg, Über die Kristallisation dünner Selenplatten. S. 161.
J. Stark, Zur Diskussion über die Struktur der γ-Strahlen. Bemerkung zu einer Mitteilung von E. Meyer. S. 161.
F. Streintz u. A. Wellik, Erwiderung auf die Bemerkungen von J. Koenigsberger, O. Reichenheim u. K. Schilling zu unserer Arbeit „Über den Widerstand zwischen Metall und Kristall an ebenen Grenzflächen. S. 162.
L. Amaduzzi, Über den inneren Hallwachs-Effekt im Selen. S. 165.
M. Dieckmann, Thermischer Indikator zur Resonanzbestimmung nach der Nullmethode. S. 165.

Vorträge und Reden:
M. Planck, Über neuere thermodynamische Theorien (Nernstsches Wärmetheorem und Quantenhypothese). S. 165.

Besprechungen:
M. Laue, Das Relativitätsprinzip. S. 175.

Berichtigung. S. 176.
Personalien. S. 176.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Asymmetrie der Zeemanschen Tripletts [1]).

Von M. Martínez Risco.

(Mit Tafel XI.)

Zurzeit sind die Experimentaluntersuchungen über die asymmetrischen Tripletts von großer Bedeutung, weil man ihre Ergebnisse mit den von Herrn Voigt theoretisch abgeleiteten vergleichen kann und so den Genauigkeitsgrad der Hypothesen kennen lernt, welche dieser Physiker der Erklärung des Zeeman-Effektes zugrunde legt.

In der vorliegenden Abhandlung werde ich über das Gesetz der asymmetrischen Anordnung des Quecksilbertripletts 5791 A.-E. berichten. Diese Arbeit habe ich im Natuurkundig Laboratorium zu Amsterdam unter Leitung von Professor Zeeman durchgeführt.

Aus den ersten Arbeiten [2]), welche dieser Gelehrte über das Triplett 5791 A.-E. ausführte, geht hervor, daß die mittlere Komponente desselben eine Verschiebung erleidet, die in Annäherung direkt proportional der Intensität des wirksamen magnetischen Feldes ist. Nach den letzten Untersuchungen [3]) dagegen ändert sich die Verschiebung der mittleren Komponente besagten Tripletts proportional dem Quadrat der Intensität des magnetischen Feldes. Obgleich dieser Widerspruch wahrscheinlich durch die Verschiedenheit der Versuchsbedingungen zu erklären ist, so sah ich mich doch bewogen, die Untersuchung auszuführen, über die in vorliegender Abhandlung berichtet wird. Elf Experimente wurden gemacht, ein jedes derselben hatte den Zweck, die Intensität H des die Asymmetrie bedingenden magnetischen Feldes zu bestimmen und die entsprechende Verschiebung $\Delta\lambda_0$ der mittleren Komponente auszuwerten.

Um die Redaktion dieser Abhandlung zu erleichtern, fassen wir die Experimente zusammen, welche mit magnetischen Feldern von wenig verschiedener Intensität ausgeführt wurden. Mit den Experimenten 1 und 2 bilden wir die erste Gruppe, mit den Experimenten 3, 4, 5 und 6 eine zweite, und die übrigen Experimente werden die dritte und letzte Gruppe ausmachen.

Bestimmung der Verschiebungen.

Die Fundamentalformel für den Plattenetalon [1]) von Fabry und Perot heißt

$$\varkappa\lambda = 2\, n \cdot c \cos r,$$

worin c die Dicke des Etalons, n der Brechungsindex des Mittels zwischen den beiden Glasplatten und r der Brechungswinkel in diesem Mittel bei dem Gangunterschied $\varkappa\lambda$ ist. Der Wert des Gangunterschiedes hängt also, wenn die Versuchsbedingungen sich nicht ändern,

1) Anales de la sociedad española de física y química **9**, 262—271, 1911.
2) Proc. Amsterd. **10**, 351—359, 1907.
3) Diese Zeitschr. **10**, 217—221, 1909, und Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212—214, 1908. (D. Übers.)

1) Siehe diese Zeitschr. **3**, 6, 1901. (D. Übers.)

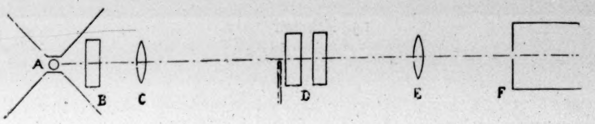


Fig. 1.

ausschließlich von dem Winkel i ab, unter dem der Lichtstrahl auf dem Etalon einfällt.

Für $n = 1$, $r = i$ erhalten wir die Formel

$$\varkappa \lambda = 2 c \cos i.$$

Jedem ganzzahligen Werte von $\varkappa$ entspricht ein leuchtender Ring.

Jede Veränderung der Wellenlänge zieht eine Veränderung in den Ringdurchmessern nach sich. Nimmt die Wellenlänge zu, so wird der Durchmesser jedes Ringes kleiner. Wenn umgekehrt die Wellenlänge abnimmt, so vergrößern sich die Ringe.

Die Ringe von Fabry und Perot bildet man immer in der Fokalebene einer Sammellinse ab. Wir nennen f die Brennweite der Sammellinse, x_0 den Durchmesser irgendeines Ringes, λ_0 die Wellenlänge des Lichtes, dagegen x_m den Durchmesser eines Ringes derselben Ordnung bei der Wellenlänge λ_m des hierzu notwendigen Lichtes. Wenn dann sich λ_m nur wenig von λ_0 unterscheidet, so läßt sich die Gleichung aufstellen:

$$\lambda_m - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{8 f^2} (x_0^2 - x_m^2). \qquad (1)$$

Die Ringe, welche die mittlere Komponente des Tripletts 5791 A.-E. charakterisieren, verringern ihren Durchmesser nach Maßgabe des Intensitätszuwachses des herrschenden Feldes. Dies beweist, daß die Verschiebung, welche die Asymmetrie besagten Tripletts hervorbringt, nach Rot hin erfolgt.

Um die einer gegebenen Feldstärke entsprechende Verschiebung auszuwerten, genügt es nach Formel (1), die Durchmesser zu messen, welche zwei Ringe derselben Ordnung in den Systemen besitzen, die durch die mittlere Komponente und durch die ursprüngliche Spektrallinie hervorgerufen werden.

Fig. 1 gibt schematisch die Anordnung unserer Experimente. Wir wollen Ringe von Fabry und Perot erzeugen, die irgendeiner der monochromatischen Lichtarten entsprechen, welche ein leuchtendes Gas oder ein leuchtender Dampf aussenden. Es genügt hierzu, vermittels der Sammellinse E auf den Spalt eines gewöhnlichen Spektroskops ein Bild der Ringe von zusammengesetztem Lichte zu projizieren, denn an jeder Spektrallinie läßt sich unser Phänomen beobachten.

Wenn die Lichtquelle sich in einem magnetischen Felde befindet, so lassen sich bei jeder Spektrallinie gleichzeitig alle Ringe beobachten, die durch die einzelnen Komponenten hervorgebracht werden, in welche die Spektrallinie zerlegt wird. (Siehe die Photographie B der Ringe des zentralen Tripletts des Nonetts 5461 A.-E.)

Wenn wir die Ringe beseitigen wollen, welche die äußeren Komponenten unseres asymmetrischen Tripletts hervorrufen, so benutzen wir Licht, das in einer zu den Kraftlinien des Feldes senkrechten Ebene polarisiert ist. B ist ein Kalkspatrhomboeder, es befindet sich zwischen dem Geißlerrohr A und der Linse C. Ein Schirm, in der Fig. 1 durch ein paar Striche angedeutet, gestattet, das Bild abzufangen, dem Schwingungen senkrecht zu den Kraftlinien entsprechen.

Es ist einleuchtend, daß die Brennweite f, welche in der Formel (1) vorkommt, diejenige der Linse E ist; in unserem Fall war $f = 12$ mm.

Ich muß bemerken, daß die Anordnung der Apparate bei den Experimenten der zweiten Gruppe etwas anders war. Der wesentliche Unterschied ist der, daß bei letzteren der Plattenetalon D sich zwischen der Kollimatorlinse und dem Prisma befand. Die Brennweite f ist jetzt offenbar diejenige des Fernrohrobjektivs. Ihre Ausmessung nach einer Methode, die ich hier der Kürze halber übergehen darf, ergibt das Resultat $f = 280{,}6$ mm.

Zur Bestimmung der Ringdurchmesser gebrauchen wir die photographische Methode. Jedes einzelne unserer Experimente liefert drei Photographien: die erste wurde erhalten vor Einschaltung des Feldes, die zweite während das Feld arbeitete, und die dritte, nachdem das Feld zu arbeiten aufgehört hatte.

Als Beispiel diene die nachfolgende Tabelle:

Durchmesser (in mm).

	Ohne Feld I	Mit Feld von 29560 Gauß II	Ohne Feld III
Erster Ring	2,022	1,840	2,032
Zweiter Ring	2,779	2,639	2,779

Als Wert für x_0 muß man immer das Mittel aus den Zahlen in den Reihen I und III nehmen. Diese müßten, abgesehen von Messungsfehlern, identisch sein, wenn sich während des Experimentes nicht die Dicke des Etalons geändert hätte.

Auf Grund der oben bezeichneten Zahlen findet man für die Verschiebung der mittleren Komponente

$$\Delta\lambda_0 = 0{,}0372.$$

Wir haben immer nur die zwei ersten Ringe benutzt, weil ein Fehler bei der Ausmessung des Durchmessers schon bedeutend das Ergebnis beeinflußt.

Der von uns benutzte Plattenetalon, aus der Werkstatt Hilger stammend, hatte Glasplatten mit reflektierenden Belegungen von Palladium. Die Distanzstücke waren aus Quarz und hatten den linearen Ausdehnungskoeffizienten 0,000000 59.

Die Zeit, in der man die einzelnen Photographienserien herstellte, war sehr kurz. Siehe die vergrößerten Negative *A* (Ringe der Linie 5791 A.-E.) und *A'* (Ringe der mittleren Komponente des Tripletts 5791 A.-E.).

Bestimmung der magnetischen Felder.

Erste Gruppe der Experimente. Die magnetischen Felder, welche den Experimenten der ersten Gruppe entsprechen, waren mit der Wismutspirale gemessen. Vorher haben wir die Kurve für das Gesetz ermittelt, nach dem die Änderung des elektrischen Widerstandes der Spirale von der Feldstärke abhängig ist. Mit der Wismutspirale lassen sich die magnetischen Felder bei den zwei anderen Experimentengruppen nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmen, weil da die Felder zu stark sind.

Zweite Gruppe der Experimente. In der zweiten Gruppe der Experimente mußte ich Felder von ungefähr 25000 Gauß benutzen.

Es ist bekannt, daß nur ein gewisses magnetisches Feld imstande ist, eine gegebene Spektrallinie in ein symmetrisches Triplett folgender Art zu zerlegen. Benutzt man einen Plattenetalon von Fabry mit bestimmter Dicke, so muß der Ring x · Ordnung, welcher der mittleren Komponente entspricht, bei jedem Werte von x mit dem Ringe $(x-1)$ · Ordnung der nach Violett hin gelegenen äußeren Komponente zusammenfallen, sowie mit dem Ringe $(x+1)$ · Ordnung der anderen äußeren Komponente. Die Intensität H_q des magnetischen Feldes, bei der diese Koinzidenz sich vollzieht, ist gegeben durch die Formel

$$H_q = \frac{1}{eC} \cdot 10^5, \qquad (2)$$

worin C die für das Triplett charakteristische spezifische Aufspaltung bedeutet und e die Dicke des Etalons.

Für den von uns verwendeten Etalon, dessen Dicke 0,9125 cm war und für das zentrale Triplett des Quecksilbernonetts 5461 A.-E. ist

$$H_q = \frac{10^5}{0{,}9125 \cdot 4{,}66} = 23\,500 \text{ Gauß.}$$

Den Wert 4,66 der spezifischen Aufspaltung haben wir aus den experimentellen Ergebnissen von Runge und Paschen[1]) und von Gmelin[2]) berechnet.

Bei den Experimenten der zweiten Gruppe war das magnetische Feld genau 23500 Gauß groß; denn durch die Windungen des Elektromagneten lief ein Strom von solcher Stärke, daß auf der grünen Linie 5461 A.-E. in besagter Art die drei Ringsysteme von Fabry und Perot koinzidierten, die den Komponenten des zentralen Tripletts im Nonett der oben genannten Spektrallinie entsprechen.

Es leuchtet ein, daß bei der Beobachtung der Koinzidenz eine gewisse Unsicherheit vorhanden ist. Damit man nicht mit einem magnetischen Felde arbeitet, das sehr verschieden von H_q ist, muß man verschiedene Photographien der Ringe in ihrer Koinzidenz herstellen; aus diesen muß man die auswählen, bei der die koinzidierenden Ringe am ähnlichsten den Ringen der ursprünglichen Spektrallinie sind. Letztere Ringe muß man vorher photographiert haben. Dann muß man das Feld erregen, indem man um den Elektromagneten einen Strom schickt gleich demjenigen, dem die ausgewählte Photographie entspricht.

Dritte Gruppe der Experimente. Eins der magnetischen Felder, welche wir bei den Experimenten der dritten Gruppe gebrauchen, war durch einen Strom von 5,62 Amp. nach einer Methode erzeugt, über die wir sogleich berichten werden. Die Intensitäten der Felder bei den noch übrigen Untersuchungen wurden aus demjenigen der eben besprochenen Untersuchung abgeleitet. Wir brachten an letzterer Korrektionen an auf Grund einer Methode,

1) Anhang zu den Abhandl. d. K. preuß. Akad., 1902.

2) Gmelin, Der Zeeman-Effekt einiger Quecksilberlinien in schwachen Magnetfeldern, absolut gemessen. Diss. Tübingen 1909. Ann. d. Phys. **28**, 1079—1087, 1909. (D. Übers.)

Fig. 2.

welche auf der Beobachtung von Galvanometerausschlägen beruht. Dieselben waren durch Induktionsströme hervorgebracht, die dadurch erzeugt wurden, daß man aus jedem der Felder eine Spirale rasch herauszog.

Die Intensität des durch den Strom von 5,62 Amp. erzeugten Feldes wurde durch ein Verfahren bestimmt, das wir ganz allgemein erklären wollen.

Es seien A und B (Fig. 2) die beiden gelben Quecksilberdupletts, wie sie auf einer Photographie erscheinen, die vermittelst eines Spektralapparates mit Rowlandschem Gitter hergestellt wurde.

Messen wir die in der Figur mit D, d_1 und d_2 bezeichneten Abstände, so kann man daraus auch den Abstand finden, den die ursprünglichen Spektrallinien haben; er ist nämlich gleich

$$D + \frac{d_1 + d_2}{2},$$

weil die äußeren Komponenten selbst eines asymmetrischen Tripletts immer den gleichen Abstand von der ursprünglichen Spektrallinie haben.

Wir nennen $\Delta\lambda$ den Unterschied in der Wellenlänge der Linien eines Dupletts. Die Wellenlängen der gelben Linien des Quecksilbers differieren um 21,1 A.-E. Offenbar ist dann für das Duplett 5770 A.-E.

$$\Delta\lambda = \frac{d_1}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} \cdot 21{,}1 \text{ A.-E.},$$

für das Duplett 5791 A.-E.

$$\Delta\lambda = \frac{d_2}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} \cdot 21{,}1 \text{ A.-E.}$$

Das magnetische Feld, welches diese Dupletts hervorgebracht hat, besitzt eine Intensität, die sich in Gauß durch jede der beiden Formeln geben läßt:

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{1}{C_1 \lambda^2} \cdot \frac{d_1}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} \cdot 21{,}1 \\ H &= \frac{1}{C_2 \lambda^2} \cdot \frac{d_2}{D + \frac{d_1 + d_2}{2}} \cdot 21{,}1 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

worin C_1 und C_2 bezüglich die spezifischen Aufspaltungen der Dupletts 5770 A.-E. und 5791 A.-E. sind.

Um das von dem Elektromagnet mit dem Strome von 5,62 Amp. erzeugte Feld zu bestimmen, haben wir die gelben Quecksilberdupletts photographiert. Auf der Photographie messen wir d_1, d_2 und D, Größen, die im zweiten Gliede der Formeln (3) vorkommen und welche wieder H finden lassen, da ja C_1 und C_2 aus den Arbeiten[1]) von Gmelin bekannt sind. So fanden wir mit dem Duplett 5770 A.-E.

$$H = 27520 \text{ Gauß}$$

und mit dem Duplett 5791 A.-E.

$$H = 27334 \text{ Gauß};$$

daher ist im vorliegenden Falle

$$H = 27430 \text{ Gauß}.$$

Zur Erzeugung der Felder bedienten wir uns zweier Elektromagnete von Hartmann & Braun. Bei den ersten 6 Experimenten benützten wir einen kleinen Elektromagneten; bei den übrigen einen Elektromagneten, der annähernd 30000 Gauß bei einem Interferrikum von 3 mm geben konnte.

Unsere Resultate.

			H in Gauß.	$\Delta\lambda_0$ in A.-E.
Erste Gruppe	Experim.	1	9,770	0,0050
	Experim.	2	10,300	0,0053

1) Ann. d. Phys. **28**, 1084, 1909; siehe auch Weiß u. Cotton, Journ. d. Phys. **6**, 429—445, 1907.

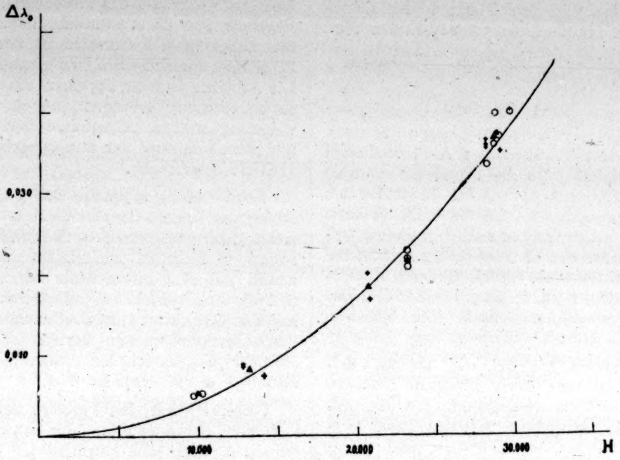


Fig. 3.

		H in Gauß	$\varDelta\lambda_0$ in A.-E.
Zweite Gruppe	Experim. 3	23,500	0,0210
	Experim. 4	23,500	0,0230
	Experim. 5	23,500	0,0220
	Experim. 6	23,500	0,0210
Dritte Gruppe	Experim. 7	28,740	0,0337
	Experim. 8	29,220	0,0362
	Experim. 9	29,320	0,0400
	Experim. 10	30,250	0,0402
	Experim. 11	29,360	0,0372

In der Fig. 3 haben wir mit Kreisen die Punkte gekennzeichnet, die unseren Beobachtungen entsprechen. Die mit Kreuzen bezeichneten Punkte geben die Resultate der letzten Forschungen[1]) Zeemans.

Seine Koordinaten kann man in der folgenden Tabelle finden:

	H in Gauß	$\varDelta\lambda_0$ in A.-E.
Experim. 1	12,890	0,0085
„ 2	12,890	0,0088
„ 3	14,160	0,0074
„ 4	21,010	0,0169
„ 5	20,910	0,0201
„ 6	28,670	0,0367
„ 7	28,670	0,0358
„ 8	28,670	0,0360
„ 9	29,610	0,0353
„ 10	30,230	0,0406

Die in den vorhergehenden Tabellen enthaltenen Resultate können, innerhalb der Beobachtungsfehler, in der Gleichung zusammengefaßt werden

$$\varDelta\lambda_0 = 0{,}12421 \cdot H^2. \qquad (4)$$

Sie hat die von Voigt[1]) in der Voraussetzung von Koppelungen zwischen ungleichartigen Elektronen angegebene Form.

In der Fig. 3 bezeichnen wir mittelst Dreiecken die Lage der Punkte, welche als Koordinaten die Mittelwerte der Koordinaten jeder Punktgruppe haben. Bei der Berechnung des Koeffizienten der Gleichung (4) haben wir die Schwerpunkte benutzt, wobei wir nur über diejenigen hinweggingen, welche den zwei ersten Punktgruppen entsprechen.

Die Kurve, welche das Gesetz der Asymmetrie repräsentiert, ist nach dem Vorhergehenden eine Parabel, welche die H-Achse im Anfangspunkte berührt.

Wir gehen aus von der Formel

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi V}{H\lambda^2} \cdot \sqrt{\delta\lambda_1 \cdot \delta\lambda_2},$$

in der $\delta\lambda_1$ und $\delta\lambda_2$ die Unterschiede der Wellenlängen zwischen der mittleren und den beiden äußeren Komponenten eines asymmetrischen Tripletts bedeuten, das durch ein Feld von der Stärke H hervorgebracht ist und in der V die Lichtgeschwindigkeit im Äther bedeutet. Wir

1) Diese Zeitschr. 10, 220, 1909. (D. Übers.)

1) Magneto- und Elektrooptik, S. 261.

haben daraus mit den Punkten der dritten Gruppe und für die Linie 5791 A.-E. den Wert der spez. Ladung $\frac{e}{m}$ berechnet. Wir fanden

$$\frac{e}{m} = 1{,}863 \cdot 10^7.$$

Außer dem Triplett 5791 A.-E. studierten wir das Triplett 5770 A.-E. und das zentrale Triplett des Nonetts 5461 A.-E. In dem ersten dieser beiden letzteren, die beide Quecksilberlinien sind, haben wir keinerlei Asymmetrie aufgefunden; statt dessen aber haben wir zu bemerken geglaubt, daß bei der mittleren Komponente besagten Nonetts eine gewisse Tendenz zu einer Verschiebung nach Rot hin vorhanden ist.

Zum Schluß spreche ich meinen tiefgefühlten Dank dem Herrn Professor Zeeman aus für seine Unterweisungen, für die Beachtung, die er meinen Arbeiten zuteil werden ließ und für die liebevolle und offenherzige Behandlung, die er mir immer angedeihen ließ.

Juni 1911. (Natuurkundig Laboratorium Amsterdam.)

(Aus dem Spanischen übersetzt von Dr. R. Slawyk.)

(Eingegangen 1. Januar 1912.)

Der wahrscheinliche Einfluß des Bodens auf die örtliche atmosphärische Radioaktivität.

(The Probable Influence of the Soil on Local Atmospheric Radioactivity.)

Von James Cox Sanderson[1]).

Einleitung.

Durch die Untersuchungen von Elster und Geitel[2]) ist zum ersten Male die Aufmerksamkeit auf die Tatsache gelenkt worden, daß die gewöhnliche Atmosphäre normalerweise radioaktive Bestandteile enthält, die man in der Weise sammeln kann, daß man einen negativ geladenen Draht eine Zeitlang in der freien Luft hängen läßt. Die Versuche der genannten Forscher haben weiter dargetan, daß die Keller- und Höhenluft einen verhältnismäßig größeren Anteil an radioaktivem Material enthält als die freie Luft oberhalb des Erdbodens, und dieses Ergebnis hat die Vermutung nahegelegt, daß die radioaktiven Substanzen in der Luft möglicherweise unterirdischen Ursprungs sein könnten. Die Arbeiten anderer Forscher, die sich in derselben Richtung bewegten, haben viel zur Erweiterung unserer Kenntnisse von der Natur und dem Ursprung der atmosphärischen Radioaktivität beigetragen.

Bumstead[1]) sammelte den aktiven Niederschlag auf einem langen Drahte, der in der freien Luft ausgestreckt und auf ein hohes negatives Potential aufgeladen war. Bumstead hat zum ersten Male bündig dargetan, daß die atmosphärische Radioaktivität zum Teil auf der Gegenwart von Radiumemanation und deren Zerfallsprodukten beruht und zum Teil auf der Gegenwart der Emanation und der Zerfallsprodukte des Thoriums.

Gockel[2]) hat das Problem vom meteorologischen Gesichtspunkte aus untersucht und gefunden, daß sehr beträchtliche Verschiedenheiten der atmosphärischen Radioaktivität je nach Steigen oder Fallen des Barometerstandes, nach wechselnder Windrichtung und Windgeschwindigkeit usw. bestehen. Die Radiumemanation ist offenbar die Emanation, die durch derartige Änderungen der atmosphärischen Verhältnisse beeinflußt wird, denn sie hat eine verhältnismäßig lange Halbwertperiode, kann auf große Strecken fortgetragen werden und diffundiert bis in große Höhen, ehe sie vollständig zerfällt. Dagegen wird die Thoriumemanation bei ihrer verhältnismäßig kurzen Lebensdauer nur in der Nähe der Erdoberfläche zu finden sein. Dadourian[3]) und W. Wilson[4]) benutzten die Methode des negativ geladenen Drahtes zur Bestimmung des Mengenverhältnisses zwischen der Radiumemanation und der Thoriumemanation in der Atmosphäre. Kurz[5]) erhielt nach ziemlich derselben Methode genaue Kurven sowie auch einige quantitative Angaben für die aktiven Niederschläge.

Da die in der Atmosphäre vorhandenen Emanationen ihren Ursprung in den Bodenarten und den Gesteinen der Erdoberfläche haben müssen, so darf man wohl erwarten, daß eine Untersuchung der radioaktiven Eigenschaften der Luft des Untergrundes wertvolle Angaben über die Natur und den Ur-

1) Dissertation zur Erlangung der Doktorwürde an der Graduate School of Yale University, im Juni 1911.
2) Diese Zeitschr. **2**, 590, 1901.

1) Sill. Journ. (4) **18**, 2, 1904.
2) Diese Zeitschr. **4**, 604, 1903; **5**, 591, 1904; **9**, 304, 1908; **9**, 907, 1908.
3) Sill. Journ. (4) **25**, 335, 1908.
4) Phil. Mag. (6) **17**, 321, 1909.
5) Diese Zeitschr. **9**, 177, 1908.

sprung der atmosphärischen Radioaktivität liefern wird.

Ebert[1]), Dadourian[2]) und Blanc[3]) haben die Radioaktivität der Bodenluft untersucht. In jedem dieser Fälle wurde der aktive Niederschlag auf einer negativ geladenen Elektrode gesammelt, über welche die Bodenluft geleitet wurde, oder die man in einem mit der Bodenluft angefüllten Gefäße stehen ließ. Blanc stellte ein am Boden offenes großes Gefäß auf die Erde und sammelte auf einer negativ geladenen Elektrode den aktiven Niederschlag, den die Emanation beim Hineindiffundieren erzeugte. Er zeichnete die Abklingungskurve für diesen aktiven Niederschlag und leitete daraus die zu Anfang vorhandene Menge des aktiven Thoriumniederschlages ab. Er ließ dann in dasselbe Gefäß Thoriumemanation aus einer Röhre diffundieren, die eine bekannte Menge Thoriumhydroxyd mit Sand vermischt enthielt. Aus der Vergleichung der auf diese Weise erhaltenen Beträge schloß er, daß mindestens $1{,}45 \times 10^{-5}$ g reines Thorium auf 1 g Pflanzenerde in Rom vorhanden sein müssen.

Bei einem der früheren Versuche von Elster und Geitel[4]) wurde die Bodenluft beständig eine Stunde lang in das Elektroskop hinein gesaugt. Es wurde der durch die Bildung aktiven Niederschlages bedingte Aktivitätsanstieg gemessen, und wenn die Aktivität einen Höchstwert erreicht hatte, wurde der Luftstrom abgestellt und das Abklingen der Aktivität viele Stunden lang verfolgt. Später ersannen und benutzten Elster und Geitel das Verfahren, den aktiven Niederschlag auf einer negativ geladenen Elektrode zu sammeln, die dann hinterher in das Ionisierungsgefäß gebracht wird. Bei der Durchsicht der Literatur über diesen Gegenstand habe ich kein weiteres Beispiel zu finden vermocht, wo die radioaktiven Eigenschaften der Bodenluft in der Weise untersucht worden wären, daß man diesen Luftstrom unmittelbar durch ein Elektroskop hindurchgesaugt hätte.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung war, durch Ausbau der eben erwähnten früheren Versuche von Elster und Geitel den Charakter und die Menge der gasförmigen radioaktiven Bestandteile des Bodens zu bestimmen.

Der allgemeine Plan der Untersuchung war folgender:

Ein Strom von Bodenluft wurde aus einem kleinen Eisengefäß herausgesaugt, das ungefähr 120 cm tief unter der Erdoberfläche unter dem Fußboden des Kellergeschosses des physikalischen Laboratoriums eingegraben war; dieser Luftstrom wurde dann durch die Ionisationskammer eines Goldblattelektroskops geleitet. Unmittelbar nach dem Einlassen der Luft erfolgte ein Anstieg der Aktivität auf etwa das Achtzehnfache des natürlichen Abfalls des Elektroskops. Dieser Anstieg rührte von radioaktiven Emanationen in der Bodenluft her. Die Aktivität stieg ungefähr drei Stunden lang, zuerst rasch, dann langsamer, weiter an, und zwar infolge der Bildung des aktiven Radiumniederschlages. Der Luftstrom wurde weiter beibehalten, und es wurde etwa drei Tage lang ein sehr allmählicher Anstieg der Aktivität bemerkt, der alsdann einen Höchstwert erreichte. Wenn in diesem Stadium der Luftstrom plötzlich unterbrochen wurde, so beobachtete man einen scharfen Abfall der Aktivität, der fünf bis sechs Minuten anhielt und dann einen Mindestwert erreichte. Dieser Teil der Aktivität sank in ungefähr einer Minute auf die Hälfte und wurde mit Leichtigkeit als Thoriumemanation identifiziert.

Es wurde eine Beziehung zwischen der für jedes Kubikzentimeter Boden entbundenen Menge Thoriumemanation und der am Elektroskop gemessenen zugehörigen Aktivität ermittelt. Auf diese Weise war es möglich, die für jedes Kubikzentimeter entbundene Menge Thoriumemanation mit jener zu vergleichen, die von einer bekannten Menge Thorium entbunden wird.

Bei der Radiumemanation liegt der Fall einfacher. Da die Halbwertperiode der Radiumemanation verhältnismäßig lang ist, so erfährt sie in der Zeit, die erforderlich ist, um das Elektroskop zu erreichen, keinen merklichen Verlust. Man braucht deshalb nur das Elektroskop in der Weise zu eichen, daß man die mit einer bekannten Menge Radium im Gleichgewicht stehende Radiumemanation einführt und die Abfallsgeschwindigkeit nach dreistündigem Stehen der Emanation bestimmt.

Einige weitere Versuche stellte ich mit einer Anzahl Bodenarten, Sandarten und Mineralien an zu dem Zwecke, deren Emanationsvermögen zu vergleichen.

Apparatur.

Das Elektroskop bestand aus zwei übereinander stehenden zylindrischen Metallgefäßen von 30 cm Höhe und 13 cm Durchmesser. Das untere Gefäß, oder die Ionisierungskammer, war mit einer zentralen Elektrode versehen, die

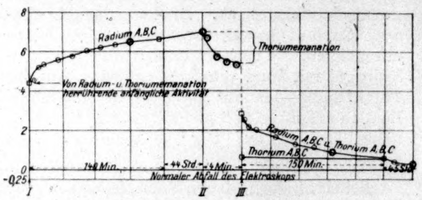
1) Diese Zeitschr. **4**, 162, 1903.
2) Sill. Journ. (4) **19**, 16, 1905.
3) Diese Zeitschr. **9**, 294, 1908; Phil. Mag. (6) **18**, 146, 1909.
4) Diese Zeitschr. **3**, 574, 1902.

durch eine Isolierung aus Siegellack und einen Schutzring hindurch in das obere Gefäß hineinragte und als Träger für das Goldblättchen diente. Der Schutzring wurde auf — 300 Volt geladen gehalten. Die Wandungen beider Gefäße waren geerdet, während das Goldblättchen und die zentrale Elektrode negativ geladen waren. Die Spannungsquelle war eine Batterie kleiner Sammler. Die Stellung des Goldblättchens wurde mit Hilfe eines Telemikroskops durch Glimmerfenster im Gehäuse des oberen Gefäßes abgelesen. Eine kleine Röhre nahe am Boden des Ionisierungsgefäßes ließ den Luftstrom eintreten; dieser wurde durch eine ähnliche Röhre nahe am oberen Rande wieder abgesaugt.

Um die Bodenluft zu erhalten, wurden mehrere Ziegel aus dem Kellerfußboden entfernt und ein tiefes Loch in den darunter liegenden sandigen Boden gegraben. Ein Eisenzylinder von 13 cm Durchmesser und 30 cm Höhe, in dessen Deckel, Boden und Wände viele Löcher gebohrt worden waren, wurde mit einem 130 cm langen und 0,4 cm weiten Messingrohr versehen, in eine Hülle von Buttertüchern gepackt und tief in das Loch vergraben, so daß nach dem Einfüllen der Erde nur zwei bis drei Zentimeter des Rohres senkrecht über die Oberfläche hinausragten. Es wurde mit der Einlaßöffnung des Ionisierungsgefäßes eine Verbindung durch einen Gummischlauch und eine Glaskugel hergestellt; die Glaskugel enthielt Glaswolle, die als Filter für Staub und Ionen dienen sollte. Die Austrittsmündung des Ionisierungsgefäßes wurde durch Gummischläuche und Bleirohre mit einer Filterpumpe verbunden. An der Einlaß- und Auslaßöffnung des Ionisierungsgefäßes waren passende Quetschhähne angebracht.

Radioaktivität der Bodenluft.

Nachdem der normale Abfall des Elektroskops bestimmt worden war, wurde der Bodenluftstrom eingeschaltet, und alle zehn bis fünfzehn Minuten wurden Ablesungen gemacht, insgesamt über dreißig Skalenteile während einer Stunde und 45 Minuten. Wie wir später sehen werden, schlossen sich diese Ablesungen beim Einzeichnen fast vollkommen der Kurve an, welche die Zunahme des Betrages der Ionisation infolge der α-Teilchen von Radium A und C darstellt. Der Luftstrom wurde ungefähr 45 Stunden lang unterhalten; danach betrug der aktive Thoriumniederschlag fünfzehn Sechzehntel seines Gleichgewichtswertes, und es war praktisch der Höchstwert der Aktivität erreicht. An diesem Punkte wurde der Luftstrom genau auf die Minute abgestellt, und während der nächsten vier Minuten wurde von Minute zu Minute abgelesen. Dies Verfahren wurde öfters wiederholt. Wie ich weiter unten zeigen werde, näherten sich diese Ablesungen dicht der Abklingungskurve der Thoriumemanation. Schließlich wurde die Verbindung mit der Untergrundluft abgeschaltet, und die Emanationen wurden mittels Durchsaugens von Zimmerluft durch das Elektroskop ausgetrieben. Dann wurden, anfänglich alle paar Minuten, dann in längeren Zwischenräumen, Ablesungen gemacht, und diese zeigten beim Eintragen den Zerfall von Radium A und C und schließlich von Thorium B und C. Fig. 1 zeigt graphisch



I. Der Bodenluftstrom fließt.
II. Der Bodenluftstrom ist abgestellt.
III. Die Bodenluft ist ausgetrieben.

Fig. 1.

den Anstieg und den Abfall der Aktivität infolge der Gegenwart der Radium- und der Thoriumemanation in der Bodenluft. Die Ordinaten geben die Aktivität in Skalenteilen per Minute an und die Abszissen die Zeit. Aus Zweckmäßigkeitsgründen ist der Abszissenmaßstab in den verschiedenen Teilen der Kurve verschieden, wie angegeben.

Auf Grund der angenommenen Werte von λ für Radium A und C zeichnete ich eine Kurve, die den zeitlichen Anstieg der Ionisation infolge der α-Strahlen von Radium A und C darstellt. Die Anzahl der von einem α-Teilchen jeder Gattung erzeugten Ionen wurde als seiner Reichweite proportional angenommen. Die Ordinaten waren Hundertstel der Gesamtaktivität. Unter der Annahme, daß die Kurve durch den empirisch bei 105 Minuten gefundenen Punkt hindurchging, ließ ich sie nacheinander fünf bis sechs der vorhergehenden Punkte umfassen und leitete in jedem Falle den Wert für die Gesamtaktivität infolge von Radium A und C ab. Ich nahm das Mittel aus diesen Werten und erhielt auf Grund dieses Mittelwertes den Wert der Ordinate für $t = 0$. Dieser Wert stellte die vereinigte Aktivität der Radium- und der Thoriumemanation dar.

Der Teil der Kurve, der den Zerfall der Thoriumemanation darstellt, ist unter Zugrundelegung des angenommenen Wertes von λ für diese Substanz gezeichnet worden. Die beobachteten Werte befinden sich in guter Übereinstimmung mit den berechneten. Die Ablesungen mußten in so kurzen Zeitabständen ausgeführt werden, daß gewisse Unregelmäßigkeiten in der Bewegung des Goldblättchens sehr hervortraten und offenbar eine Fehlerquelle bildeten.

Beim Zeichnen der Kurve für das Ansteigen der Aktivität von Radium *A* und *C* habe ich den aktiven Thoriumniederschlag vernachlässigt, weil das erste Zerfallsprodukt der Thoriumemanation strahlenlos ist. Im letzten Teile der Kurve stehen dagegen Thorium *A*, *B* und *C* mit der Emanation im Gleichgewicht, und in der Kurve für das Abklingen der von Radium *A* und *C* herrührenden Aktivität mußte der Beitrag, den sie zur Gesamtionisierung liefern, berücksichtigt werden. Die Anfangswerte der Aktivität in Skalenteilen per Minute wurden für die aktiven Niederschläge des Thoriums und des Radiums abgeleitet, wie folgt:

35 Minuten und 95 Minuten nach dem Austreiben der Emanationen hatte die Gesamtaktivität 1,65 bzw. 0,95 Skalenteile per Minute betragen. Nach 35 Minuten hatten Radium *A* und *C* 46,7 v. H. ihres Anfangswertes, Thorium *B* und *C* 96,4 v. H. Nach 95 Minuten betrugen die Werte 14,5 v. H. bzw. 90,5 v. H. Wenn x der Anfangswert von Radium *A* und *C*, y der Anfangswert von Thorium *B* und *C* ist, so haben wir die Gleichungen:

$$0{,}467\,x + 0{,}964\,y = 1{,}65$$

und

$$0{,}145\,x + 0{,}905\,y = 0{,}90,$$

und diese ergeben:

$$x = 0{,}64 \text{ Skalenteile per Minute}$$

und

$$y = 2{,}22 \text{ Skalenteile per Minute.}$$

Während des Zerfalles von Radium *A* und *C* ist die Kurve für Thorium *B* und *C* praktisch eine Gerade, und als solche ist sie in der Figur gezeichnet. Die Abklingungskurve für Radium *A* und *C* ist über diese gerade Linie übergelagert, um die vereinten Aktivitäten zu zeigen.

Die Werte im letzten Teile der Kurve entsprechen einer Halbwertperiode für den aktiven Thoriumniederschlag von ungefähr 12 Stunden; das stimmt zur Genüge mit dem angenommenen Werte, nämlich 10,6 Stunden überein.

Punkte, die von einem Kreise umgeben sind, bedeuten beobachtete Punkte; solche mit Doppelkreisen sind Mittelwerte aus zwei oder mehr Ablesungen; ein Punkt in einem Quadrat bedeutet einen Punkt, der aus der Kurve extrapoliert worden ist.

Eichung der Thoriumemanation.

Um die Thoriumemanation in der Bodenluft mit jener zu vergleichen, die von einer bekannten Menge Thorium erzeugt wird, war es notwendig, eine Beziehung zwischen der Emanationsmenge zu erhalten, die auf jedes Kubikzentimeter der Erde oder des Sandes erzeugt wird, und der zugehörigen Abfallsgeschwindigkeit des Elektroskops. Die Berechnung wurde dadurch vereinfacht, daß die Quecksilberflasche und das Verbindungsrohr durch ein 140 cm langes Messingrohr mit einer lichten Weite von ungefähr 0,4 cm ersetzt wurden. Dieses Rohr war mit einem 3 cm langen, scharfen, konischen Eisenkopf versehen; dieser hatte einen Schaft, der glatt in das Rohr hineinpaßte, und einen Vorsprung, der fest gegen dessen Ende anlag. Das Rohr wurde mittels eines schweren Schlägels in die Erde getrieben, bis nur ungefähr ein Zentimeter über dem Boden verblieb. Dann wurde es ein kurzes Stück zurückgezogen und der konische Kopf durch einen Schlag von einer langen in das Rohr eingeführten Eisenstange herausgetrieben. Darauf wurde die Ionisierungskammer des Elektroskops durch ein Stück Gummischlauch an das Messingrohr angeschlossen und folgendermaßen beobachtet:

Die Filterpumpe wurde angelassen (sie lief mit einer Förderung von etwa 3 Litern in der Minute) und der Luftstrom mehrere Minuten lang unterhalten, bis das Ionisierungsgefäß mit Bodenluft gefüllt war. Dann wurde die Pumpe abgesperrt und das Gefäß mit der Bodenluft eine halbe Stunde lang stehen gelassen, worauf die Luftzufuhr durch abermaliges Laufenlassen der Pumpe kurze Zeit hindurch erneuert wurde. Dieses Verfahren wurde alle halbe Stunde wiederholt. Nach Ablauf von ungefähr drei Stunden waren Radium *A*, *B*, *C* mit der Emanation ins Gleichgewicht gelangt, und der Anteil des Radiums an der beobachteten Aktivität hatte einen konstanten Wert erreicht.

Dann wurde bei laufender Pumpe eine Reihe von Ablesungen vorgenommen, welche die vereinten Aktivitäten der Radiumemanation, des Radium *A*, *B*, *C* und der Thoriumemanation lieferten. Die Pumpe wurde angehalten und fünf bis sechs Minuten auf das Abklingen der Thoriumemanation gewartet. Eine Ablesungsreihe lieferte alsdann den konstanten Anteil des Radiums an der Aktivität für sich allein. Der Unterschied zwischen der Aktivität bei laufender

Pumpe und jener bei ruhender Luft rührte von der Thoriumemanation her.

Es ist leicht ersichtlich, daß die gesamte Thoriumemanation aus einer Kugel herausgezogen wird, deren Halbmesser

$$R = \sqrt[3]{\frac{3qT}{4\pi P}} = 23{,}5 \text{ cm}$$

ist. Hier bedeutet q die Anzahl der Kubikzentimeter in der Sekunde, die von der Pumpe gefördert werden (50); T bedeutet die Anzahl Sekunden, die erforderlich ist, damit die Thoriumemanation praktisch vollkommen abklingt (420); P bedeutet das Volumen Luft auf ein Kubikzentimeter Erde oder Sand (0,366). Diese Größe R ist der Halbmesser der Kugel, aus welcher die gesamte Luft in sieben Minuten ausgezogen wird, und alle etwa außerhalb dieser Kugel entstehende Emanation wird gänzlich abklingen, bevor sie das Elektroskop erreicht. Da das Rohr eine Strecke gleich etwa dem Sechsfachen des Halbmessers dieser Kugel in den Boden eingetrieben wurde, war keine Veränderung in der Konzentration der Thoriumemanation zu erwarten. Die Radiumemanation mit ihrer längeren Halbwertperiode hingegen wurde einer Kugel von verhältnismäßig gewaltiger Größe entzogen; beim Eichen des Radiums lief aber der Strom der Bodenluft niemals längere Zeit als zwanzig Minuten, und in dieser Zeit wurde die gesamte Luft aus einer Kugel von nur ungefähr 32 cm Halbmesser gezogen.

Es sei n die im Gleichgewicht befindliche Menge Thoriumemanation im Kubikzentimeter Erde. Dann ist $\frac{n}{P}$ die Menge Thoriumemanation im Kubikzentimeter Bodenluft, und diese Konzentration wird sie haben, gleichviel ob sie in Ruhe ist oder in Bewegung, bis sie die Erde verläßt und in das Rohr eintritt. Wenn k_1 das Gesamtvolumen des Messingrohres nebst allen Verbindungsstücken bis an die Ionisierungskammer heran ist, so ist $\frac{k_1}{q}$ die Zeit, welche die Emanation braucht, um die Ionisierungskammer zu erreichen, und ihre Konzentration wird dort den Wert $\frac{n}{P} e^{-\frac{\lambda k_1}{q}}$ haben, wo λ die Abklingungskonstante für die Thoriumemanation ist. Die Zeit, welche die Emanation braucht, um durch die Ionisierungskammer hindurchzugehen, ist $\frac{k_2}{q}$, wo k_2 das Volumen zwischen der Eintrittsöffnung und der Austrittsöffnung ist. Die gemessene Aktivität ist proportional der mittleren Konzentration der Emanation bei ihrem Durchgange, oder:

$$N \sim \frac{1}{T}\int_0^T e^{-\lambda t}\,dt = \frac{1}{\lambda T}\left(1 - e^{-\lambda T}\right) = \frac{q}{\lambda k_2}\left(1 - e^{-\frac{\lambda k_2}{q}}\right).$$

Folglich ist die Konzentration:

$$N = \frac{nq}{P\lambda k_2} e^{-\frac{\lambda k_1}{q}}\left(1 - e^{-\frac{\lambda k_2}{q}}\right), \tag{I}$$

wo

$$k_1 = 101{,}5$$

und

$$k_2 = 2750$$

ist.

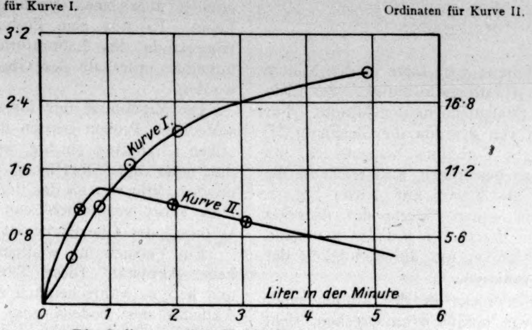
Um die Genauigkeit der bei dieser Gleichung in Frage kommenden Messungen zu prüfen, habe ich eine Reihe von Ablesungen gemacht, während die Pumpe mit verschiedenen Geschwindigkeiten lief, das heißt also für verschiedene Werte von q. Wenn ich das Mittel aus mehreren Messungen nehme, so ergab sich die Aktivität für

$$q = 34{,}5$$

(also bei voller Pumpengeschwindigkeit) zu 2,06 Skalenteilen in der Minute. Der zugehörige Wert, den die Gleichung liefert, war 1,64 n. Dieses Verhältnis benutzte ich, um die Ordinaten der Gleichung (I) zu bestimmen, die ich für Werte von q zwischen 0 und 5 Litern in der Minute auftrug. Die übrigen beobachteten Werte der Aktivität, die verschiedenen Werten von q entsprechen, trug ich dann unmittelbar ein, und wie man sehen wird, passen sie sich der Kurve sehr eng an (siehe Fig. 2, Kurve I). Da 1,64 n eine Geschwindigkeit von 2,06 Skalenteilen in der Minute ergab, so muß ein Skalenteil in der Minute eine mittlere Konzentration von 0,80 n per Kubikzentimeter im Elektroskop bedeuten.

Die Thoriumeinheit.

Bei der Wahl einer Einheit zum Vergleich mit der Menge Thoriumemanation, die man bei der Bodenluft erhält, zeigt sich eine Reihe von Schwierigkeiten. Bisher hat noch niemand ein Verfahren ersonnen, nach dem man die gesamte mit einer bekannten Menge eines Thoriumsalzes im Gleichgewicht befindliche Thoriumemanation oder einen bestimmten Bruchteil von ihr mit Sicherheit erhalten kann. Man kann indessen vernunftgemäß annehmen, daß wenn man das Thoriumsalz in Gestalt eines hinreichend dünnen Überzuges auf der Oberfläche irgendeines neutralen Materiales erhalten könnte, daß dann die gesamte in ihm erzeugte Emanationsmenge entweichen würde. Aus diesem Grunde wurde die Thoriumlösung gründlich mit einer beträcht-



Die Ordinaten geben Skalenteile in der Minute an.

Fig. 2.

lichen Menge neutralen Seesandes vermischt, so daß jedes Korn mit einem sehr dünnen Häutchen radioaktiven Materials bedeckt war.

Ein weiterer Punkt, den man berücksichtigen muß, ist das Erfordernis, daß sämtliche Zerfallsprodukte des Thoriums, die der Emanation vorausgehen, in Gleichgewichtsmengen zugegen sein müssen. Bei dem vorliegenden Versuch wurde diese Bedingung dadurch erfüllt, daß ich eine Lösung eines Thoriumminerals nahm, das einen bekannten Anteil Thorium enthält.

Das gewählte Mineral war Thorit mit einem Gehalt von 52 v. H. ThO_2 in Gestalt eines Silikates. Als dieses Material in Salzsäure gelöst, verdünnt und mit einem körnigen neutralen Material vermischt wurde, bildete sich auf jedem Körnchen ein dünnes gelatinöses Häutchen von freier Kieselsäure, die $ThCl_4$ enthielt, und ich glaubte, daß ein solches Häutchen ein sehr hohes Emanationsvermögen besitzen würde, eine Annahme, die durch Vergleich mit Thorium in andern Gestalten reichlich bestätigt wurde. Dadurch, daß ich als Einheit die am stärksten emanierende Form des Thoriums annahm, die zu finden war, versicherte ich mich dessen, daß die gewonnenen Ergebnisse für den Thoriumgehalt verschiedener Materialien sehr nahezu Mindestwerte waren. Die Einheit wurde in der Weise hergestellt, daß 0,1 g Thorit in etwas Salzsäure gelöst wurde. Die Lösung wurde dann verdünnt und innig mit 884 g weißen Strandsandes vermengt, der zuvor untersucht und frei von jeglicher meßbaren Radioaktivität befunden worden war. Dieses Gemenge wurde gründlich getrocknet und dann mit 12 cm³ Wasser angefeuchtet. Die auf diese Weise hergestellte Einheit wurde in einen etwa 35 cm hohen Zylinder gebracht, der an seinem unteren Ende bis auf ein Verbindungsrohr aus Messing geschlossen und mit einem Deckel versehen war, der seinerseits in der Mitte eine kleine Eintrittsöffnung hatte. Etwa ein Zentimeter vom Boden entfernt befand sich eine Platte aus Drahtnetz, auf die eine Scheibe aus Watte gelegt wurde. Die Luft wurde am oberen Ende eingesaugt, ging dann durch den Sand hindurch, trat am Boden wieder aus und ging von da aus durch einen Verbindungsschlauch aus Gummi in die Ionisierungskammer.

Die theoretischen Betrachtungen, denen dieser Fall unterliegt, sind ziemlich dieselben wie zuvor. Wenn die Bodenluft unmittelbar in das Messingrohr eingesogen wurde, so behielt sie ihre Gleichgewichtskonzentration bis zu dem Augenblick ihres Eintritts in das Rohr. Im Falle des Zylinders tritt eine horizontale Luftschicht praktisch frei von Thoriumemanation in den Sand ein und geht in einer Zeit $\frac{k_3}{q}$ durch ihn hindurch, wo k_3 das Luftvolumen in den Zwischenräumen des Sandes ist. Jede Schicht wird daher eine Konzentration

$\frac{n}{P}\left(1 - e^{-\frac{\lambda k_3}{q}}\right)$ annehmen, ehe sie den Sand verläßt; hier ist n die Emanation im Kubikzentimeter Sand und P das Volumen Luft in einem Kubikzentimeter Sand. Die Glieder, die sich auf das Abklingen unterwegs und auf den Mittelwert in der Ionisierungskammer beziehen, werden dieselbe Gestalt beibehalten. Sonach ist:

$$N = \frac{nq}{\lambda P k_3}\left(1 - e^{-\frac{\lambda k_2}{q}}\right) e^{-\frac{\lambda k_1}{q}} \left(1 - e^{-\frac{\lambda k_3}{q}}\right), \quad \text{(II)}$$

wo

$$k_1 = 347,$$
$$k_2 = 2750$$

$$k_3 = 201,$$
$$P = 0{,}366$$

ist.

Wenn die Pumpe 3,03 Liter in der Minute saugte, war die Abfallsgeschwindigkeit des Elektroskops 6,865 Skalenteile in der Minute. Für denselben Wert von q ergibt die Gleichung (II) $0{,}0886\,n$. Dieses Verhältnis benutzte ich, um die Ordinaten zu bestimmen, und zeichnete die Gleichung (II) als Kurve auf (siehe Fig. 2, Kurve II). Zwei weitere Werte der Aktivität für verschiedene Werte von q fielen genügend nahe an diese Kurve, um die Richtigkeit der Annahmen zu erweisen.

Da 6,865 Skalenteile in der Minute einer Konzentration von $0{,}0886\,n$ entsprechen, sieht man ohne weiteres, daß ein Skalenteil einer Konzentration von $0{,}0129\,n$ entspricht. Nun ist aber n die mit $\frac{0{,}52 \times 0{,}1}{545}$ g $ThO_2 = 9{,}45 \times 10^{-5}$ g ThO_2 im Gleichgewicht stehende Menge Emanation, und mithin entspricht ein Skalenteil in der Minute einer Konzentration gleich der Emanation, die mit $1{,}22 \times 10^{-6}$ g ThO_2 oder mit $1{,}07 \times 10^{-6}$ g reinen Thoriums unter den geschilderten Bedingungen im Gleichgewicht steht.

Andere Materialien.

Ein aus einem Stück galvanisierten Eisenrohres hergestellter größerer Zylinder von 17,6 cm Durchmesser, 71 cm Höhe und ungefähr 15 Liter Fassungsvermögen wurde mit einem Gazeschirm und einem Wattebausch, wie zuvor, versehen und zur Untersuchung des Thoriumgehaltes anderer Materialien benutzt.

Das Erdreich unter dem Kellerfußboden besteht zu ungefähr 85 v. H. aus verwittertem Rotsandstein, von dem nichts an Ort und Stelle verwittert ist, der vielmehr durch Ströme von einem schmelzenden Gletscher her herbeigeführt worden ist. Die Körner waren unterwegs abgewetzt und abgerundet worden. Die restlichen 15 v. H. bestehen aus Bruchstücken von Trapp und verschiedenen kristallinischen Gneisen und Schiefern. Die als „Sandstein II" bezeichnete Probe wurde aus einigen Ausschachtungen entnommen, die etwa eine (englische) Meile vom physikalischen Laboratorium entfernt lagen. Diese Erde hat dieselben Bestandteile wie die eben erwähnte, ist aber am Fundort verwittert und nicht von Gletscherströmungen herbeigeschafft worden.

Eine Probe, die ich mit „Boden von der Oberfläche" bezeichnet habe, hatte im allgemeinen dieselbe Beschaffenheit wie das Erdreich unter dem Fußboden des Laboratoriums, enthielt aber einen beträchtlichen Anteil von Lehm. Es war eine Probe des Bodens vom Hinterlande des Laboratoriums und war unmittelbar unterhalb der Oberfläche entnommen worden.

Die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Proben zeigten im allgemeinen denselben Charakter, obwohl, wie zu erwarten war, die nahe der Oberfläche entnommene Erde minder aktiv war als das tieferliegende Material. Dies rührt vermutlich von der auslaugenden Wirkung des Oberflächenwassers her.

Ein Versuch mit weißem Strandsand ergab keine Aktivität. Diese Tatsache war wichtig und ließ es wahrscheinlich erscheinen, daß die Aktivität des Bodens zum größten Teil von dem Material herrührt, welches die einzelnen Körnchen bedeckt, und nicht von mineralischen Bestandteilen der Körnchen selbst. Um diesen Punkt nachzuprüfen, wurde etwas Kellererde mit ziemlich starker Salzsäure erhitzt, dann filtriert und gewaschen. Der auf diese Weise gewonnene Sand wurde gründlich getrocknet und in den größeren Zylinder gebracht, den er zur Hälfte füllte. Wie aus der Tabelle ersichtlich werden wird, wurde durch dieses Verfahren die volle Hälfte der Aktivität beseitigt. Diese Probe ist in der Tabelle als „Behandelte Erde" bezeichnet.

Ich stellte eine Lösung her, indem ich 0,8135 g Thorianit mit einem Gehalt von 78 v. H. ThO_2 in etwas konzentrierter Salpetersäure unter leichter Erwärmung auflöste, zur Trockene eindampfte, mit destilliertem Wasser löste und auf 50 cm³ verdünnte. Von dieser Lösung verdünnte ich 10 cm³ noch weiter und vermengte sie mit 884 g neutralem Strandsand in derselben Weise, wie ich es beim Thorit beschrieben habe. Wie die in der Tabelle mitgeteilten Ergebnisse lehren, ist das Emanationsvermögen des auf diese Weise hergestellten Thoriumnitrates merklich geringer als das des in einem gelatinösen Häutchen von Kieselsäure enthaltenen Thoriumchlorids.

Ich machte noch einen Versuch, bei dem ich ein Volumen von 10 cm³ der Thorianitlösung reichlich verdünnte und mit 15 Litern der Kellererde gründlich vermengte. Von der erhaltenen Ablesung brachte ich die normale Aktivität der Erde in Abzug, und so erhielt ich die von dem Thorianit allein herrührende Aktivität. Die Tabelle zeigt, daß unter diesen Umständen das Thorium ein wenig stärker emaniert, als wenn es mit Sand vermengt ist, aber der Unterschied ist nicht so auffällig wie beim Thorit. In der Tabelle ist diese Probe als „Angereicherte Erde" bezeichnet.

Ich machte auch Messungen über die Menge

der Thoriumemanation, die aus den Thoriummineralien Monazit (mit 5 v. H. ThO_2-Gehalt) und Thorianit (mit 78 v. H. ThO_2-Gehalt) entweicht. Der Monazit war in Gestalt feinen Sandes vorhanden und der Thorianit in Gestalt kubischer Kristalle von etwa 3 mm Kantenlänge. Ich brachte ungefähr 500 g jedes der beiden Materialien in einen Glaszylinder und hielt sie mittels Glaswolle in ihrer Lage fest. Ich ließ Luft hindurchsaugen und nahm die Ablesungen vor wie bisher.

Bei sämtlichen bisherigen Versuchen leitete ich die Beziehung zwischen der Menge Thoriumemanation im Kubikzentimeter und der Aktivität, wie sie am Elektroskop gemessen wurde, aus der Gleichung (II) durch Einsetzen der passenden Werte für die Konstanten k_1, k_2 und P ab.

Der Versuch mit der Bezeichnung „Oberflächendiffusion" wurde in der Weise angestellt, daß eine rechteckige Metallplatte von ungefähr 2400 cm² ein Zentimeter oberhalb einer geebneten Fläche Kellererde angebracht und Luft durch eine in der Mitte an die Platte angelötete Röhre in das Elektroskop gesogen wurde. Auf diese Weise wurde die Luft gezwungen, langsam über die Oberfläche des Bodens, der ganz feucht war, hinzustreichen. Ich machte auch einen Versuch mit ziemlich großen Stücken zerbrochenen Rotsandsteins. Der Zylinder mit 15 Liter Inhalt wurde mit diesem Material gefüllt und Luft, wie oben, hindurchgesogen. Es liegt auf der Hand, daß die Gleichung (II) für keinen dieser beiden Fälle gilt.

Die dritte Spalte der Tabelle gibt die Thoriummengen in einem Kubikzentimeter Sand unter den geschilderten Bedingungen, welche dieselbe Menge Emanation entbinden wie ein Kubikzentimeter des betrachteten Materials. Die vierte Spalte gibt die in einem Kubikzentimeter des Materials vorhandene Thoriummenge in den Fällen, wo diese bekannt war.

Tabelle.

Untersuchtes Material	Aktivität in Skalenteilen per Minute	Äquivalente Thoriummenge in Gramm per cm³	Tatsächlich im cm³ vorhandene Menge Thorium
Kellererde	2,06	$1,35 \times 10^{-6}$	—
Boden von der Oberfläche	1,13	$1,08 \times 10^{-6}$	—
Sandstein II	1,41	$1,35 \times 10^{-6}$	—
Seesand	0,00	$0,00 \times 10^{-6}$	—
Oberflächendiffusion	0,20	—	—
Zerbrochener Sandstein	0,55	—	—
Thorianitsand	12,32	$1,50 \times 10^{-4}$	$2,04 \times 10^{-4}$
Monazit	6,86	$2,04 \times 10^{-4}$	1240×10^{-4}
Thorianit	95,2	$3,58 \times 10^{-4}$	30400×10^{-4}
8 Liter behandelte Erde	0,50	—	—
8 Liter Kellererde	1,01	—	—
Angereicherte Erde	6,48	$5,15 \times 10^{-6}$	$7,00 \times 10^{-6}$

Aus der Tabelle wird hervorgehen, daß das Thorium in dem mit Thorianitlösung behandelten Sand ungefähr vierhundertundzwanzigmal so stark emaniert wie das Thorium im Monazit und ungefähr sechstausendeinhundertmal so stark wie das Thorium im Thorianit.

Die Radiumeinheit.

Die Radiumemanation, die durch Lösen von 0,0907 g Uraninit aus North Carolina (mit einem Gehalt von 76 v. H. Uranium) gewonnen worden war, wurde in das Elektroskop eingeleitet. Nach ungefähr dreistündigem Stehen betrug die Abfallsgeschwindigkeit des Elektroskops 110 Skalenteile in der Minute. Nimmt man die mit einem Gramm Uranium im Gleichgewicht stehende Radiummenge zu $3,4 \times 10^{-7}$ g an, so betrug die Radiummenge in der Probe $2,34 \times 10^{-8}$ g. Annähernd 14 v. H. der Radiumemanation entweichen aus der zur Einheit gewählten Probe (gepulverten) Uraninits[1]), und somit stand die in das Elektroskop eingeführte Emanation mit nur 86 v. H. von $2,34 \times 10^{-8}$ g, also mit $2,0 \times 10^{-8}$ g Radium im Gleichgewicht. Ein Skalenteil in der Minute entsprach daher der Ionisierung, welche von der Emanation und vom Radium A, B und C erzeugt wird, die mit $1,82 \times 10^{-10}$ g Radium im Gleichgewicht stehen.

Das Mittel aus mehreren Messungen der Aktivität der mit Radium A, B und C im Gleichgewicht befindlichen Radiumemanation, die in der Bodenluft enthalten ist, betrug fünf Skalenteile in der Minute. Die Gesamtmenge der Radiumemanation, die in dem zur Füllung des Elektroskops erforderlichen Volumen Bodenluft vorhanden war, war demnach gleich der Menge, die mit $5 \times 1,82 \times 10^{-10}$ g, also mit $9,1 \times 10^{-10}$ g Radium im Gleichgewicht steht. Das Volumen der Ionisierungskammer des Elektroskops betrug 3800 cm³, und mithin enthielt jedes Kubikzentimeter Bodenluft eine Menge Radiumemanation, die der mit $2,4 \times 10^{-13}$ g Radium im Gleichgewicht stehenden Menge äquivalent war. Die Porosität des Erdreichs war 36,6 v. H., das heißt, jedes Kubikzentimeter Erdreich enthielt 0,366 cm³ Luft. Die Menge Radiumemanation, die ein Kubikzentimeter Erdreich erzeugte, war demnach gleich $2,44 \times 10^{-18} \times 0,366$ oder gleich $8,9 \times 10^{-14}$ g reinen Radiums.

1) Boltwood, Sill. Journ. (4) **25**, 281, 1908.

Erörterung der Ergebnisse.

Durch die Ergebnisse der Versuche, die eine Anzahl voneinander unabhängiger Forscher ausgeführt haben, ist deutlich dargetan worden, daß die radioaktiven Eigenschaften der normalen Atmosphäre in der Nähe der Erdoberfläche auf der Gegenwart sehr kleiner Mengen der Emanationen des Radiums und des Thoriums sowie der Zerfallsprodukte dieser Substanzen beruhen. Man muß notgedrungen annehmen, daß diese Emanationen von Thorium- und Radiumverbindungen gebildet werden, die in dem festen Material vorhanden sind, welches die Oberfläche des Erdballes ausmacht. Wir dürfen erwarten, daß die Radiumemanation wegen ihrer verhältnismäßig langsamen Zerfallsgeschwindigkeit durch Diffusion aus beträchtlichen Tiefen an die Oberfläche gelangt und aus dem Inneren von Felsmassen mit geringer Porosität entweicht. Im Gegensatz hierzu zerfällt jedoch die Thoriumemanation so schnell, daß der Diffusionsvorgang für sich allein nicht ausreicht, irgendwie merkliche Mengen davon an die Oberfläche zu bringen, es sei denn aus den obersten Schichten einer leichten und porösen Erdkruste. Eben aus der freien Oberfläche einer solchen Kruste muß bei weitem der größere Teil der Thoriumemanation entspringen, die schließlich in die Atmosphäre eintritt, und ihre Verteilung über die unteren Luftschichten muß durch Winde und andere Strömungen stark erleichtert werden.

Es liegt weiterhin auf der Hand, daß die Mengen jeder der beiden Emanationen, die unter den günstigsten Bedingungen in bezug auf Exposition usw. tatsächlich in die freie Atmosphäre gelangen können, viel weniger von den Mengen Thorium und Radium abhängig sind, die in den Oberflächenmaterialien wirklich vorhanden sind, als von den physikalischen und chemischen Bedingungen, unter denen diese Elemente vorkommen, und durch welche deren Emanationseigenschaften bestimmt werden. Wenn das Thorium und das Radium in Gestalt solcher Verbindungen vorkommen, welche das Entweichen eines großen Teiles der in ihrem Innern gebildeten Emanation gestatten, so wird der Betrag, den sie zu der örtlichen atmosphärischen Radioaktivität leisten, weit stärker hervortreten als der viel größerer Mengen der radioaktiven Vaterelemente, die in nicht emanierender Gestalt vorhanden sind.

Sand und Erde bestehen im wesentlichen aus verwittertem Gestein, das mehr oder weniger eine chemische Zersetzung erlitten hat. Für die Erleichterung des Entweichens der Emanationen ist nur der Vorteil ersichtlich, der sich aus der mechanischen Zerteilung ergibt. Die Abnahme des Emanationsvermögens für Thorium an einer Probe mit verdünnter Salzsäure behandelter Erde, die im Verlaufe der in dieser Arbeit beschriebenen Versuche beobachtet wurde, berechtigt ferner zu der Annahme, daß ein beträchtlicher Teil der Thoriumemanation, die entweicht, in dem Überzug an der Oberfläche entsteht, welcher die einzelnen Körnchen der untersuchten Sandprobe bedeckt. Es ist deshalb höchstwahrscheinlich, daß in diesem oberflächlichen Überzug das Thorium in einer chemischen Gestalt vorhanden ist, welche ein leichtes Entweichen der Emanation gestattet.

Da bei weitem der größere Teil der Landflächen auf dem Erdball von irgendwelchen Bodenarten bedeckt ist, so liegt es auf der Hand, daß die Rolle, welche diese durch ihren Beitrag zu den radioaktiven Bestandteilen der Atmosphäre spielen, viel größer und viel bedeutender sein muß als die Rolle, welche die darunter liegenden Gesteine spielen. Es ist daher zu erwarten, daß eine Untersuchung der radioaktiven Eigenschaften des Bodens und der Bodenluft an verschiedenen Örtlichkeiten wertvolle Beiträge zur Erklärung der Verschiedenheiten in der Radioaktivität der Atmosphäre liefern wird, die man bereits in gewissen Fällen beobachtet hat.

Als Mittel aus den Ergebnissen von Messungen, die er im Laufe eines Jahres zu Montreal ausgeführt hat, fand Eve[1]), daß die in einem Kubikzentimeter atmosphärischer Luft vorhandene Menge Radiumemanation der mit 6×10^{-17} g Radium im Gleichgewicht stehenden Menge äquivalent war. Das ist der viertausendste Teil der Menge, die für Bodenluft hier in New Haven gefunden worden ist. Das Mittel aus den Werten von Joly[2]) für den Thoriumgehalt vieler gewöhnlicher Gesteinsarten beträgt ungefähr das Zehnfache des Wertes, der sich aus dem Emanationsvermögen für den Thoriumgehalt des Erdreiches zu New Haven ergeben hat, während sein Wert für den Radiumgehalt ungefähr hundertmal so groß ist wie der Wert, den ich nach dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Verfahren für das Erdreich von New Haven gefunden habe.

Zusammenfassung.

Es wurde die Menge der Radiumemanation in der Bodenluft in der Umgebung des Sloane Physical Laboratory bestimmt. Es ergab sich, daß ein Kubikzentimeter Bodenluft eine Menge Radiumemanation gleich der mit $2{,}4 \times$

1) Phil. Mag. (6) 16, 622, 1908.
2) Phil. Mag. (6) 18, 140, 1909.

10^{-13} g Radium im Gleichgewicht stehenden enthält. Diese Menge ist gleichbedeutend mit der Erzeugung einer mit $8,9 \times 10^{-14}$ g Radium im Gleichgewicht stehenden Menge Radiumemanation in jedem Kubikzentimeter Erdreich.

Es wurde ein Verfahren ausgearbeitet, nach welchem man die in der Bodenluft vorhandene Menge Thoriumemanation unmittelbar in einem Elektroskop messen und mit der seitens einer bekannten Gewichtsmenge eines Thoriumsalzes entwickelten Menge Emanation vergleichen kann. Auf diese Weise hat sich ergeben, daß das Erdreich in der Umgebung des Laboratoriums für jedes Kubikzentimeter eine Menge Thoriumemanation aussendet, die jener äquivalent ist, die von $1,35 \times 10^{-6}$ g Thorium unter normalen Verhältnissen erzeugt wird.

Die große Bedeutung des Emanationsvermögens des Bodens für die radioaktiven Eigenschaften der atmosphärischen Luft an verschiedenen Örtlichkeiten wurde nachgewiesen und ein Verfahren angegeben, nach welchem man das Emanationsvermögen des Bodens und den radioaktiven Charakter der Bodenluft an jedem beliebigen gegebenen Orte bestimmen kann.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor B. B. Boltwood meinen verbindlichen Dank für seine Hilfe und seine Ratschläge zum Ausdruck bringen.

Sloane Physical Laboratory, im Mai 1911.

(Nach Sill. Journ. (4) **32**, 169—184, 1911 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. September 1911.)

Luftelektrische Beobachtungen in Argentinien. II. Winter[1]).

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Georg Berndt.

Der hiesige Winter umfaßt die Monate Juni, Juli und August; er unterscheidet sich dadurch von dem deutschen Winter, daß er absolut schneefrei ist, doch sinkt die Temperatur zuweilen nachts unter den Gefrierpunkt, so daß morgens der Boden gefroren ist; im Laufe des Tages geht aber die Temperatur stets beträchtlich höher. Andererseits ist der hiesige Winter sehr feucht und reich an Regen. Er verlief in diesem Jahre in meteorologischer Hinsicht ziemlich anormal, wie aus den in Tabelle I mitgeteilten Monatsmitteln folgt (die Bezeichnung ist dieselbe wie in der I. Mitteilung; die 2., 4. und 6. Zeile enthalten die Durchschnittswerte der meteorologischen Beobachtungen von etwa 40 Jahren). Die Tabelle II gibt die Monatsmittel für die normalen Tage wieder.

Alle drei Monate haben höheres b und kleineres t als dem Durchschnitt entspricht. Der Mai war sehr trocken und brachte außerordentlich wenig Regen, dafür überstiegen Juli und August mit je 10 Regentagen den Durchschnitt beträchtlich. Trotzdem war die Luftfeuchtigkeit im August gering, während sie im Juli der großen Regenmenge entsprechend, außerordentlich hoch war. Die große Trockenheit des Juni äußert sich in den hohen Werten für die Ionisation; im August wirkt daneben noch die größere Windstärke in gleicher Richtung ein. Die geringere Ionisation im Juli ist durch die große Feuchtigkeit bedingt, die die Zahl der Ionen normaler Geschwindigkeit herabdrückt.

Die Monatsmittel der Ionisation für die normalen Tage ergeben etwas größere Werte als in Tabelle I, da an diesen die Bodenatmung stärker wirkt. Auch das Potentialgefälle ist größer, da die anormalen Tage häufig negative Werte aufweisen, welche die Mittelwerte entsprechend herabdrücken.

Bezüglich der Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren gilt im wesentlichen das früher Gesagte. Am schärfsten ausgesprochen ist das Anwachsen der Ionisation (verbunden mit kleinen Werten von F) mit steigender Temperatur und Windstärke (Begünstigung der Bodenatmung) und ihre Abnahme (bei großem F) mit wachsender Feuchtigkeit und schlechter Transparenz (Verwandlung in Langevin-Ionen). Für den Einfluß der Windrichtung gilt, daß die südlichen Winde stets geringe Ionisation

Tabelle I.

Monatsmittel sämtlicher Tage.

Monat	E_+	E_-	U	n_+	n_-	S	u	Q	F	b	t	f	B	T	St.	Bemerkg.
Juni .	0,303	0,275	0,028	621	564	1185	57	1,16	147	767,4	8,0	80,1	2/8	1—2	1—2	2 Regentage
										761,9	10,6	85,7	5/8			5,4 „
Juli .	0,254	0,237	0,017	520	485	1005	35	1,16	145	765,0	9,3	88,3	5/8	1—2	2	10 „
										762,0	10,2	86,3	4/8			3,2 „
August	0,292	0,276	0,016	604	566	1170	38	1,14	119	764,2	10,0	78,3	4/8	1—2	2—3	10 „
										761,5	11,6	83,2	4/8			4,1 „

1) I: Diese Zeitschr. **12**, 1125, 1911.

Tabelle II.
Monatsmittel der normalen Tage.

Monat	E_+	E_-	U	n_+	n_-	S	u	Q	F
Juni	0,312	0,277	0,035	639	575	1214	64	1,22	149
Juli	0,308	0,299	0,009	633	613	1246	20	1,06	174
August	0,333	0,317	0,016	680	652	1332	28	1,12	153

und großes Potentialgefälle verursachen, während das Maximum von E zuweilen bei nördlichen bis östlichen, zuweilen auch bei westlichen Winden liegt.

Beobachtungen der Niederschlagselektrizität, die inzwischen begonnen wurden, ergaben bis jetzt einen beträchtlichen Überschuß positiver Elektrizität.

Buenos Aires, Instituto de Fisica del Instituto Nacional del Profesorado Secundario, September 1911. (Eingegangen 7. Oktober 1911.)

Bestimmungen des Emanationsgehalts im Meerwasser und der induzierten Aktivität der Luft zwischen der chilenischen Küste und der Osterinsel. II[1]).

Von Walter Knoche.

2. Messung der induzierten Aktivität.

Wie bei der Messung des Emanationsgehaltes im Meerwasser wurde auch bei der Bestimmung der Radioaktivität nach der Elster und Geitelschen Drahtmethode auf absolute Simultaneität aller Vorgänge der größte Wert gelegt. Der 5 m lange, 1 mm starke Bleidraht wurde in 2 m Höhe über der Kommandobrücke, d. h. in 17 m Höhe über dem Wasserspiegel ausgespannt; es erwies sich als nötig, die Isolatoren dauernd unter Na-Trocknung zu halten, da ohne diese die Verluste an Ladung in einigen Fällen bis zu 20 Proz. betrugen. Die von Günther & Tegetmeyer gelieferte Hochspannungssäule bewährte sich im großen und ganzen recht gut; sie ist wegen der Bequemlichkeit in der Handhabung zweifellos dem Induktorium vorzuziehen. Eine völlige Konstanz des Potentials ist leider von Messung zu Messung und nicht einmal während der einzelnen Exposition zu wahren. Die Abweichungen betrugen bei einem Potential von — 2000 V, mit dem während aller Versuche gearbeitet wurde, etwa ± 300 V. Die Wirkung der Säule ist besonders von der relativen Feuchtigkeit abhängig; bei Trockenheit ergeben sich höhere, bei feuchter Luft niedere Werte. Das Einlegen feuchter Löschblattstreifen in den Kasten der Hochspannungssäule bzw. die Anwendung von Na, um künstlich eine größere oder geringere Feuchtigkeit zu erzeugen, genügte nicht, um eine Änderung des Potentials völlig zu verhindern. Die erste Ablesung nach Einbringung des Drahtes in die Kammer des Wulfschen Elektroskops erfolgte nach 2′, die zweite nach 4′, um so den A-Wert (Volt-Abfall für 1 m Draht pro 1 Stunde) zur Zeit 3′ zu bestimmen; Beobachtungen nach 5′ und 25′ ergaben den A-Wert von 15′; ferner erfolgten Ablesungen nach 15′ und allen weiteren Viertelstunden bis zum völligen Verschwinden von A, daß derart auch für 30′, 45′, 60′ usw. die Strahlungen erhalten wurden. Jeder Messung mit dem 2 Stunden lang exponierten Draht ging eine Kontrollbeobachtung mit unexponiertem Drahte voraus; dem Versuch folgte eine Isolationsprüfung des Elektroskops. Über die Art der Ablesung wurde schon in einer früheren Nummer dieser Zeitschrift Mitteilung gemacht. Bevor ich die Tabelle der bei Potential erhaltenen Werte mitteile, bemerke ich, daß am 25. April und 1. Mai nach zweistündiger Ladung des Drahtes auf + 2000 V ein völlig negatives Resultat erhalten wurde, im Gegensatz zu Stade[1]), der im Atlantik bei positiver Exposition $A = 0,5$ bis 5,4 fand, die höheren Werte allerdings ausnahmslos in Nähe der amerikanischen bzw. afrikanischen Küste. Auch die Messung an einem 24 Stunden lang ungeladen exponierten Drahte ergab keine Spur einer Aktivierung.

Es folgen die Werte für A, die bei negativem Potential erhalten wurden. Außer den Angaben über den mittäglichen Schiffsort, Datum und Zeit, die den Beginn der Exposition anzeigt, werden die Abfallswerte A für 3′ und 30′ gegeben, die in unserem Falle zur Charakterisierung der Verhältnisse, wie wir sehen werden, durchaus genügen; es folgt eine Spalte, welche in 1/4 Stunden das auf unsere Genauigkeit bezogene praktische Erlöschen der Strahlung angibt; die letzte Reihe enthält Windrichtung und Stärke (zwölfteilige Skala). Das Zitieren anderer meteorologischer Elemente, die aufs sorgsamste beobachtet wurden, um an anderer Stelle publiziert zu werden, ist hier bedeutungslos, da weder zur Temperatur, Feuch-

1) I: diese Zeitschr. **13**, 112, 1912.

1) M. Z. **10**, 469, 1910.

	Mittagsbesteck		Datum	Zeit	A	A	$A = 0,0$	Wind-richtung u. -stärke (Beaufort)
	Länge	Breite			3′	30′	nach	
	W	S						
1	78° 36,0′	25° 44,0′	30. März 1911	3 p 0	1,0	0,6	165′	SE 4
2	80° 28,1′	24° 55,7′	31. „ „	2 p 50	0,9	0,6	165′	SSE 3
3	82° 42,3′	24° 26,1′	1. April „	3 p 20	4,7	3,3	240′	SSE 3
4	84° 58,4′	24° 14,3′	2. „ „	2 p 35	5,0	2,6	225′	SSE 3
5	87° 3,5′	24° 10,5′	3. „ „	1 p 15	1,5	0,4	150′	SSE 2
6	88° 38,1′	24° 5,7′	4. „ „	8 a 50	3,6	0,7	165′	SSE 2
7	91° 30,2′	24° 5,0′	5. „ „	1 p 55	6,3	3,8	240′	SE 4
8	93° 58,0′	24° 19,0′	6. „ „	9 a 15	2,1	1,2	205′	SE 5
9	96° 17,0′	24° 25,1′	7. „ „	1 p 40	3,2	2,1	225′	SE 4
10	97° 43,5′	24° 40,0′	8. „ „	3 p 30	1,1	0,5	150′	SE 3
11	100° 12,3′	25° 6,7′	9. „ „	9 a 20	4,7	3,0	240′	C 0
12	102° 46,8′	25° 30,8′	10. „ „	9 a 35	4,1	1,4	195′	W 1
13	105° 7,3′	26° 2,0′	11. „ „	9 a 20	4,2	2,1	225′	W 2
14	107° 0,6′	26° 38,5′	12. „ „	9 a 15	2,4	1,0	180′	W 2
15	107° 55,5′	28° 42,0′	26. „ „	3 p 35	2,9	0,8	180′	E 1
16	106° 1,0′	29° 4,9′	27. „ „	8 p 5	5,9	3,0	240′	SE 1
17	94° 49,3′	35° 47,5′	2. Mai „	3 p 30	1,9	1,2	180′	S 3
18	89° 38,5′	35° 19,2′	4. „ „	3 p 30	4,2	2,4	225′	NNW 2
19	84° 55,6′	34° 38,2′	6. „ „	2 p 50	8,5	3,9	240′	WNW 3
20	77° 32,3′	33° 35,8′	11. „ „	11 a 35	10,9	4,2	240′	C 0
21	73° 50,5′	33° 30,8′	12. „ „	9 a 50	77,0	10,8	360′	N 1

tigkeit, zum Luftdruck oder zu den Hydrometeoren die geringsten Beziehungen aufzufinden sind. Die Anzahl der Beobachtungen ist allerdings zu gering, um ein definitives Urteil über Vorhandensein oder Nichtvorhandensein derartiger Einflüsse auf die radioaktiven Emanationen über dem Meere zu fällen.

Die Untersuchung der erhaltenen Kurven ergibt, daß sie etwa von 15—25 Minuten ab eine völlig gleichförmige Natur zeigen. Sie rühren von diesem Momente ab nur aus den *Ra*-Induktionen her; doch ist das Vorhandensein einer anders gearteten strahlenden Substanz wahrscheinlich, da während der ersten 15 bis 25 Minuten die Kurven mitunter steiler abfallen als es der *Ra*-Induktion entspricht; andererseits zeigt die Kurve von 50—60 Minuten ab einen um eine Kleinigkeit zu flachen Verlauf. Ähnliche Resultate haben übrigens Runge[1]) im Englischen Kanal und im Golf von Biscaya und Pacini[2]) im Ligurischen Golf erhalten. Wie die Kurvenanalyse ergab, schlugen sich Induktionen des *Th* in keinem Falle auf dem Drahte nieder. Die Werte für A (3′) schwanken unter 21 Fällen zwischen 0,9 und 77,0, und ergeben ein Mittel von $A = 7{,}5$; doch wird es für unsere Untersuchung vorteilhafter sein, die Werte vom 11. und 12. Mai als zu stark vom Lande beeinflußte auszuschließen; wir erhalten dann unter 19 Fällen Extreme zwischen 0,9 (31. März) und 8,5 (6. Mai), und ein Mittel A (3′) von 3,6, das als rein ozeanisch betrachtet werden kann. Für A (30′), welches als Maßstab der reinen *Ra*-Induktion anzusehen ist, ist das Minimum bis zum 6. Mai = 0,4 (3. April), das Maximum = 3,9 (6. Mai), das Mittel beträgt 1,8. Gockel[1]) zitiert für den Großen Ozean A-Werte zwischen 0,9 und 4,5, die also etwa von gleicher Größe wie die hier angeführten sind. Auch sonstige in der Nähe der See oder auf ihr ausgeführte Messungen ergaben oft ähnliche Resultate. Elster erhielt auf Juist (Nordsee) ein mittleres A von 5,2 (Extreme zwischen 1,6 und 15,8); $A = 7$ [2]) finden wir im Mittel z. B. auf Zinnowitz und in Kiel (Ostsee). Hingegen erhielt Sieveking[3]) zwischen Alexandrien und Neapel höhere Werte, für A (30′) z. B. 33 und 26. Es darf jedoch nicht vergessen werden, daß es sich hier allenthalben in strengem Sinne nicht um ozeanische Werte handelt, sondern um solche, die auf dem Lande, wenn auch in unmittelbarer Nähe der See, oder wie bei den letztangeführten um solche, die auf dem vom Lande ringsumschlossenen Mittelmeere gewonnen wurden. In diesem Sinne sind auch die von Stade[4]) mitgeteilten A für den Atlantischen Ozean, die auffallend hoch (zwischen 77 und 418) ausgefallen sind, als keine maritimen zu betrachten; sie wurden für Expositionen in der Nähe der afrikanischen Küste erhalten bzw. in der Bai von Biscaya bei ablandigen Winden. Kidson fand auf der Kreuzfahrt des „Carnegie"[5]) (1909/1910)

1) Gött. Nachr. S. 211, 1907.
2) Nuov. Cimento **15**, 24, 1908.

1) Die Luftelektrizität, S. 178.
2) Diese Zeitschr. **4**, 522, 1903.
3) Diese Zeitschr. **10**, 398, 1909.
4) M. Z. **10**, 469, 1910.
5) Referat, M. Z. **6**, 228, 1911.

im Atlantik zwischen Falmouth und New York, ebenfalls unter Abwesenheit von *Th*-Induktion, eine sehr geringe Aktivität in großer Entfernung vom Lande und neigt infolgedessen der Annahme zu, daß das Land die Hauptquelle der Radioaktivität ist. Irrtümlicherweise schließt Kidson, daß dies ebenso aus den Bestimmungen des *Ra*-Gehalts des Meerwassers folgen müßte. Wir haben die hier waltenden Verhältnisse im ersten Teile der Arbeit bereits besprochen, werden aber dem Punkte bezüglich der Herkunft der Emanation über dem Ozean noch einige Aufmerksamkeit widmen müssen. — Ein völlig negatives Resultat erhielt Dike, der Beobachter der „Galilee" im Pazifischen Ozeane in Landferne. Da mir leider die Originalpublikation nicht zur Verfügung steht, so ist eine Diskussion über dieses zu meinen Beobachtungen in einem gewissen Widerspruche stehende Ergebnis vorläufig ausgeschlossen. Auch Gockel[1]) erhielt, sogar auf dem Mittelmeer, unter verschiedenen Bestimmungen radioaktiver Induktionen nur einen positiven Befund.

Es ist natürlich ein relativer Begriff, welche Werte als sehr klein zu bezeichnen sind; wir haben eine Anzahl ozeaner *A*-Werte angeführt, die meistens kleiner sind als die über dem Kontinent gefundenen, ohne zu vergessen, daß auch hier die Werte sehr wechseln und bis zu ähnlicher Kleinheit heruntergehen wie die *A* über dem Meere: z. B. bleiben nach den Messungen Saakes[2]) in Arosa unter 35 Messungen 6 unter 10 (Mittel 36,1), obwohl hier die Mittel für *A* schon viel höher als z. B. in Wolfenbüttel sind. Leider sind ja überhaupt alle *A*-Werte infolge der Verschiedenheit der Meßverfahren, über welche obendrein häufig jedes Detail betreffs der Ausführung fehlt, bei Vergleichen untereinander nur als höchst relative zu betrachten.

Aus der mitgeteilten Tabelle geht nun kurz folgendes hervor; wir finden unter den angeführten Werten einen, der aus den übrigen durch seine Größe mit $A\ (3') = 77$ (12. Mai) herausfällt; da er unter allen Werten in der größten Landnähe (s. Kartenskizze) gefunden wurde, werden wir nicht fehlgehen, seine Höhe diesem Umstande zuzuschreiben; es ist ein Wert, der etwa mit den von Stade im Atlantik gefundenen einige Ähnlichkeit hat. Auch der zweite $A = 10$ überschreitende Wert vom 11. Mai ist durch die immer noch ziemlich große Landnähe in der gleichen Weise beeinflußt. Weiterhin gehören alle Werte dem ozeanen Typus an, es findet auch mit der Entfernung vom Lande keine proportionale Abnahme mehr statt, sondern die an sich geringe Strahlung ist regellos bald etwas größer bald etwas kleiner; sie erreicht in den Gewässern der Osterinsel, die mehr als 4000 km von der Festlandsküste entfernt ist, durchaus nicht die kleinsten beobachteten Werte. Wie ist nun das Vorhandensein gut meßbarer Induktionen über dem freien Ozean zu erklären? Eve[1]) meint, daß die *Ra*-Emanation, um deren Tochterprodukte es sich ja ständig handelt, bei ihrer Halbwertszeit von nur 4 Tagen durch den Wind nicht nach Orten inmitten des Ozeans getragen werden kann. Costanzos[2]) Ansicht hingegen ist, daß die Emanation über der Meeresoberfläche dem Festlande entstammt und vom Winde weggeführt wird. Doch beziehen sich des letzteren Beobachtungen einmal auf das vom Land umschlossene Mittelmeer, ferner betrachtet er die Ionisation (es handelt sich bei Costanzo nur um Zerstreuungsmessungen) als zum größten Teil aus der Emanation und ihren späteren Produkten herrührend; dies ist wohl ganz unbewiesen, da die Ionisation, wie in einem weiteren Aufsatz an dieser Stelle gezeigt werden soll und wie es auch von anderer Seite schon nachgewiesen wurde, selbst auf dem freien Ozean eine weit bedeutendere ist, als sie den hier in der Luft vorhandenen radioaktiven Produkten entspricht. — An der Küste (Simpson in Hammerfest), ja selbst im Inland (Elster und Geitel in Wolfenbüttel) wurde oft beobachtet, daß bei Seewinden die *A*-Werte kleinere waren als bei Landwinden, ein Resultat, das für die kontinentale Herkunft der Emanation spricht.

Die Anschauungen über eine terrigene Herkunft der ozeanen Radioaktivität sind also sehr verschiedene und berühren obendrein nicht die Emanation bzw. die Induktionen, welche sich über landfernen Gebieten befinden, und um die es sich in unserem Falle handelt. Wir sehen aus dem Resultat des ersten Teiles dieses Aufsatzes, daß, von seltenen Ausnahmen vielleicht abgesehen, das Meerwasser bzw. der Meeresboden als Lieferant der Emanation in der Luft über dem Ozean nicht in Betracht kommt; es ist andererseits ganz natürlich, daß die küstennahen Gebiete vorzüglich bei ablandigem Winde ihre Emanation und deren nächste Umwandlungen vom Lande empfangen; für sie werden daher auch Einflüsse meteorologischer Faktoren, welche auf das mehr oder weniger reichliche Vorhandensein der aktiven Gase von Einfluß sind, wie z. B. die Luftdruckschwankungen, mit

1) M. Z. **5**, 227, 1910.
2) Diese Zeitschr. **4**, 626, 1903.

1) Diese Zeitschr. **8**, 286, 1907.
2) Diese Zeitschr. **10**, 197, 1909.

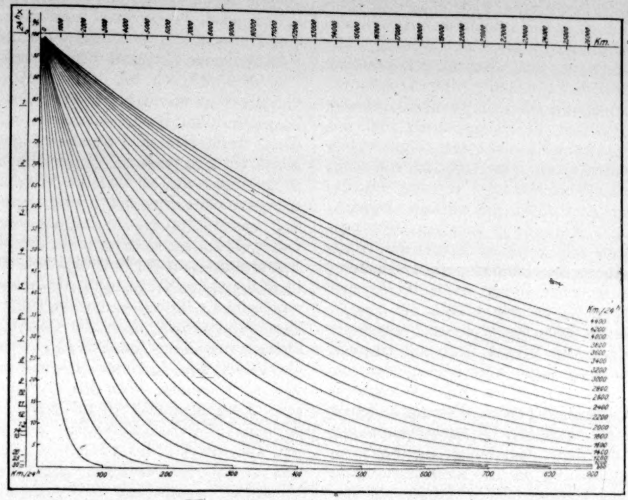


Fig. 1.

einer gewissen Verspätung dieses Einflusses von einiger Bedeutung sein. Daß die Thoremanation, mit ihrem Halbwert von weniger als einer Minute, gegenüber der Radiumemanation mit einer fast viertägigen Halbwertszeit schon in küstennahen Zonen verschwindet, nimmt nicht weiter wunder. Trotz alldem ist es einigermaßen überraschend, daß bei den Messungen der Induktionen, wie bei der Elster und Geitelschen Drahtmethode, in Nähe des Landes keine Spuren der *Th*-Induktion anzutreffen sind, wie alle Beobachter, die auf See Untersuchungen anstellten, übereinstimmend festgestellt haben; hat doch das strahlenlose *Th A*, dem die Strahlung abgebenden Produkte *Th B*-*Th D* entstammen, eine Halbwertszeit von 11 Stunden. Die geringere Menge der *Th*-Abkömmlinge in der Luft über dem Lande im Verhältnisse zu den entsprechenden *Ra*-Produkten gibt aber vielleicht eine weitere Erklärung für den Mangel an *Th*-Substanzen; im übrigen haben Gockel und Wulf festgestellt, daß selbst langlebige Induktionen nicht weit verschleppt werden können, sondern unmittelbar nach ihrer Entstehung sich an festen Körpern absetzen. Die Vermutung Harveys[1]), der in Berkeley (Californien) bei Seewind einen größeren Prozentgehalt von Thor feststellte, daß möglicherweise die Luft über dem Stillen Ozean reich an *Th*-Emanation sei, werden wir zurückzuweisen haben. — Wir wollen nun untersuchen, bis zu welchen Werten die aktive Emanation bei Transport durch den Wind auf verschiedene Entfernungen hin herabsinkt. Der Transport der Induktionen selbst scheidet hier im Gegensatz zu den vorher erwähnten *Th*-Induktionen aus, da die Halbwertszeiten von *Ra A*-*Ra C* nur 3—26 Minuten betragen. Zur Anschaulichmachung des Zerfalls der Emanation soll uns das obige Kurvensystem (Fig. 1) dienen.

Die Ordinate gibt uns die zurückgelegten Wege, der Abszisse entsprechen die Abfallswerte für *Ra*-Emanation nach Mme. Curie[1]), bzw. die zugehörigen Zeiten in Tagen; es wurde ein Kurvensystem gezeichnet, indem pro Tag Windwege von 0—4400 km angenommen wurden; bis zu 1000 km schreiten die Kurven von 100 zu 100 km, weiterhin von 200 zu 200 km fort. Es sind auf diese Weise alle Windstärken zwischen Beaufort 0—12, also von Windstille bis Orkan (im Mittel des Tages) enthalten. Die Werte 100—200 km entsprechen etwa den Stärken 1—3, von 500—1000 km den Zahlen 4—6 der Beaufortskala, 1000 bis 1700 bezw. über 1700 km sind gleichwertig mit den Windstärken 7—9 bzw. 10—12. Wir können beliebig, irgendeine mittlere Windstärke

1) Phys. Rev. **28**, 188, 1909.

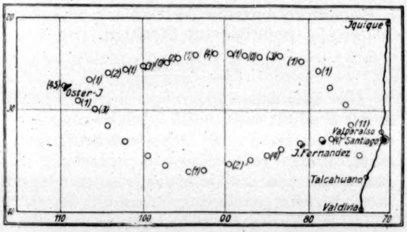
1) Die Radioaktivität, S. 416/17.

voraussetzend, feststellen, wieviel Prozent der Emanation nach einer bestimmten Anzahl zurückgelegter Kilometer seit ihrer Bildung noch vorhanden sein werden, oder aber können zu einer vorhandenen Emanation ihre Ursprungsgröße überschlägig bestimmen, wenn wir, wiederum eine bestimmte Windstärke annehmend, die zurückgelegte Strecke als bekannt gelten lassen. Für landferne Gebiete wird nicht zu vergessen sein, daß im allgemeinen, der von der Emanation zurückgelegte Weg ein weitaus längerer als die kürzeste Entfernung zwischen Messungsort und Küste sein wird, da durch die Windrichtung, z. B. in den Passaten, die Verbindung zweier Orte in einer Kurve liegt; im Bereich unregelmäßiger Winde, wie südlich der Passatregion, in denen auch Depressionen bedeutende Vergrößerungen des Weges bedingen, werden oft starke Vielfache der kürzesten Entfernung zu setzen sein. Ferner ist die Vertikalzirkulation nicht zu venachlässigen, die unter anderem bedingen wird, daß der Entstehungsort der Emanation, die über dem Ozean zur Beobachtung gelangt, häufig nicht das Küstengebiet, sondern einen kontinentaleren Punkt als Geburtsstätte haben wird. Schon diese Verschiedenheit in der Entfernung vom Ursprungsort, bedingt durch verschiedenartige vertikale und horizontale Bewegungen der Luftmasse, welche die Emanation mit sich führt, wird zusammen mit der wechselnden Geschwindigkeit dazu führen, daß über dem Ozean von Punkt zu Punkt die Strahlung eine sehr wechselnde sein wird, und daß landfernere Gebiete sehr wohl höhere Emanationswerte zeigen als landnähere. Daß die Aktivität des Ursprungsorts von größter Bedeutung auch für die Höhe der rein ozeanen Aktivitätswerte sein muß, bedarf keiner weiteren Auseinandersetzung; auch hierdurch wird der Wechsel der Werte von Ort zu Ort erklärlich. Ferner werden vielleicht lokale Niederschläge eine gewisse Rolle spielen. Die Diffusion wird gegenüber dem Transport der Emanation durch den Wind nur wenig in Frage kommen, ebensowenig auch wohl, als Erzeuger von Emanation, die Staubpartikel, welche über dem Ozean ja keineswegs fehlen. Stade[1]) maß z. B. auf dem Atlantik am 27. und 28. Dezember 1909 auf freiem Meere 3500 bzw. 2300 Partikelchen pro cm³, Verfasser erhielt gleichfalls über dem Atlantischen Ozean[2]) im Mittel aus 32 Messungen 1130 Staubteile im cm³; doch sind diese Partikelchen zum Teil zweifellos maritimen Ursprungs und kommen daher als Aktivitätsträger nicht in Betracht.

Indem wir einmal die Induktionen dem Emanationsgehalt proportional annehmen, wollen wir eine Nachprüfung anstellen, ob in unserem Falle eine terrigene Herkunft der aktiven Substanzen über See möglich ist. Wir haben z. B. am 9. April einen relativ hohen Wert von $A(3') = 4{,}7$ in großer Landferne. Nehmen wir an, daß dieser Wert für $A(0')$ sogar $= 6$ gewesen wäre, setzen wir eine mittlere Windgeschwindigkeit von 3 B. voraus, wie sie unseren Windstärkebestimmungen etwa entspricht, und nehmen wir an, daß seit Verlassen des Landes von der Emanation 8000 km (d. h. etwa die doppelte kürzeste Entfernung) zurückgelegt wurden, so finden wir in der 500-km-Kurve, daß die Aktivität 6 noch mindestens 5 Proz. der ursprünglich vorhandenen darstellt, es wäre also die Aktivität am Entstehungsorte über Land $A(0') = 120$ gewesen, ein Wert, der durchaus angemessen erscheint und nicht einmal hoch ist. Nehmen wir z. B. zum Ausgangspunkt die A-Werte, die ich in Bolivien in der Kammregion der Anden fand, und die oft A (3 bis 5 Min.) $= 400$ erreichten, und setzen wir wiederum die Entstehung der Induktion proportional der vorhandenen Emanation, so würde bei einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 500 km pro Tag und ein Heruntersinken auf $A = 6$, also auf 1,2 Proz. des Ursprungswertes, folgen, daß die Emanation sogar über 12000 km zurückgelegt haben könnte, d. h. das ungefähr Dreifache der kürzesten Strecke Küste—Osterinsel. Auf diese Weise werden wir keine Schwierigkeiten haben, alle die übrigen Werte als terrigene ansehen zu können. Wir können uns vorstellen, daß bei stärkeren Winden bedeutende Emanationsmengen auf sehr große Entfernung hinweggeschafft werden. Im Bereiche der braven Westwinde, die zwischen 40° und 60° südl. Br. den Parallelkreisen entlang mit großer Konstanz wehen, können wir, bei Annahme einer mittleren Windstärke von 5—6, indem wir in die 900-km-Kurve eingehen und, unter Voraussetzung einer zurückgelegten Entfernung von 10000 km, annehmen, daß schließlich noch 10 bis 15 Proz. der ursprünglich vorhandenen Emanation vorhanden sein werden. Es ist daher gut möglich, daß, etwa in den Sommermonaten entlang z. B. des 45. Parallels eine ganz bedeutende Menge radioaktiven Gases von Neuseeland nach Südchile, d. h. von einem Erdteil zum andern, transportiert wird. In der nordwärts davon gelegenen Region auf der Südseite der Antizyklone, in deren Zentrum etwa Pascua liegt, und der die Werte während der Rückreise entstammen, können natürlich sehr verschiedene Ursprungsorte in Frage kommen, bzw. auch deren Emanationen sich mischen, einmal der südamerikanische Kontinent, dessen

1) M. Z. 10, 469, 1910.
2) Ann. d. Hydr. u. marit. Met. 1909.

Emanationen, abgesehen von der Vertikalbewegung, nach völliger Umkreisung (siehe Segelhandbuch der Deutschen Seewarte: Stiller Ozean) des Hochdruckgebietes nach dessen Südseite gelangen, zweitens die auf der Rückseite der Antizyklone gelegenen „Niedrigen Inseln", drittens infolge der braven Westwinde, deren Nordgrenze das in Frage kommende Gebiet tangiert, Neuseeland. Es ist also als Resultat unserer Untersuchung anzunehmen, daß die über selbst landfernsten Gebieten — die eigentlich nur der Große Ozean aufweist — des Weltmeeres gefundenen Werte der Emanation bzw. ihrer Induktionen, die gelegentlich selbst viel höher sein könnten, durchaus terrigene Ursprungsmöglichkeit haben, daß sie ferner, da für andere Herkunft jeder Anhalt fehlt, auch tatsächlich dem Lande entstammen. Hieraus geht natürlich hervor, daß die Emanations- oder Induktionswerte



Verteilung der Werte für $A(30')$ — in ganzen Zahlen — zwischen Chile und der Osterinsel. (Die Kreise bezeichnen die mittäglichen Schiffsörter.)

Fig. 2.

in Sonderfällen für unseren unteren Meßbereich gelegentlich verschwinden werden. Eine Folge der terrigenen Herkunft ist, daß von in der Lufthülle überhaupt vorhandener Emanation der weit größere Teil sich in der Luft der landreichen Nordhemisphäre befinden muß.

Schließlich sei noch einer Messung der induzierten Aktivität auf der Osterinsel in etwa $\frac{1}{2}$ km von der Küste, in 40 m Höhe, am Fuße des Vulkans Rana Kao, gedacht. Die zahlreichen Krater der Insel sind seit historischem Gedenken erloschen, das Gesteinsmaterial, das die Insel zusammensetzt, ist ausschließlich plutonisch. Es wurde gefunden: $A(3') = 159{,}0$, $A(30') = 44{,}7$. Der Gehalt an *Ra*-Induktionen beträgt 77 Proz., der an *Th*-Induktionen 23 Proz. Die Messung fand unter gleichen Bedingungen wie an Bord statt, in 1 m Höhe über dem Boden. Untersuchung von Zisternenwasser auf Emanation ergab ein negatives Resultat. Hingegen deutet vielleicht die starke Zunahme der elektrischen Zerstreuung in einer Lavahöhle der Insel, über die, im Zusammenhange mit anderen Messungen der Luftelektrizität während der Reise, in einem weiteren Aufsatz berichtet werden soll, auf die Ansammlung von Emanation an dieser Örtlichkeit hin. Die Insel, welche wahrscheinlich nur der über die Meeresfläche emporsteigende Teil einer ausgedehnten submarinen Eruptivdicke ist, zeigt uns deutlich, daß unterseeisch die Emanation ebensogut gebildet werden wird, wie aus kontinentalem Boden, und daß es nur der Wasserpanzer ist, welcher verhindert, daß dieser Teil der Emanation für die in der Lufthülle über Land oder Meer enthaltenen aktiven Gase ausscheidet, oder in ihm nur einen sehr geringfügigen Anteil bildet, obwohl die Wasserfläche der Erde rund $2^1/_2$mal größer ist als die Landfläche. Ob und inwieweit die geringere Häufigkeit der Gewitter über offenem Meere mit dem hier geringeren Gehalt an radioaktiver Emanation in Beziehung steht, werden spätere Untersuchungen zu zeigen haben.

Santiago, im Oktober 1911.

(Eingegangen 21. November 1911.)

Das Relativitätsprinzip in der Ätherhypothese.

Von Georg Helm.

Nachdem Wiechert[1]) vor kurzem hervorgehoben hat, wie innig das Relativitätsprinzip mit der Ätherhypothese verknüpft ist, soll im folgenden gezeigt werden, daß eine ganz konsequente Ätherhypothese gar nicht ohne das Relativitätsprinzip durchführbar ist.

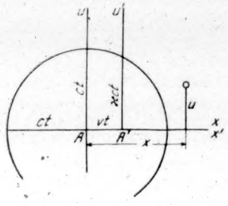
Denkt man sich nämlich konsequenterweise auch alles Materielle als Ätherzustand, die Atome, Ionen und Elektronen als singuläre Stellen (Mie) im Äther, als Stellen eigenartiger Bewegungszustände (Oszillatoren) oder besonderer Aggregatzustände des Äthers, so erkennt man sogleich, daß jedes Fortschreiten eines materiellen Systems gegen den Äther sein materielles Gefüge völlig zerstören würde, wenn nicht dafür gesorgt wäre, daß die im Äther von einer materiellen Stelle zur andern übermittelten Schwingungen sich während der Bewegung ebenso folgen, wie wenn die Materie gegenüber dem Äther in Ruhe geblieben wäre.

Es müssen sich also nicht nur in bezug auf ein im Äther ruhendes Koordinatensystem, dessen zur x-Achse senkrechte Richtungen mit u bezeichnet seien, die Komponenten der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c, mit der sich die

1) Wiechert, diese Zeitschr. **12**, 689, 737, 1911.

Energie im Äther vom Koordinatenanfange zu einem Punkte (x/u) ausbreitet, aus den Gleichungen

$$c_x = \frac{x}{t}, \quad c_u = \frac{u}{t}, \quad c^2 = \frac{x^2 + u^2}{t^2} \tag{1}$$



ergeben, sondern auch in bezug auf ein längs der x-Richtung mit der Geschwindigkeit v fortschreitendes System (x'/u') muß gelten

$$c_x' = \frac{x'}{t'}, \quad c_u' = \frac{u'}{t'}, \quad c^2 = c'^2 = \frac{x'^2 + u'^2}{t'^2}. \tag{2}$$

Nun pflanzen sich, wie die Figur zeigt, im ruhenden Äther die Ätherwellen längs der Bewegungsrichtung x mit der Geschwindigkeit c, längs jeder dazu senkrechten Richtung u' aber mit der Geschwindigkeit $\varkappa c$ fort, wo

$$\varkappa = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \tag{3}$$

Die Geschwindigkeitskomponenten c_x' und c_u' werden sich also nicht, wie die Wege $x - vt$ und u verhalten, die bei Bewegung des materiellen Systems im ruhenden Äther zurückzulegen sind, sondern wie $x - vt$ und $\varkappa \cdot u$, so daß man unter Einführung eines Proportionalitätsfaktors τ zu setzen hat

$$c_x' = \frac{x - vt}{\tau}, \quad c_u' = \frac{\varkappa \cdot u}{\tau}. \tag{4}$$

Daraus folgt, weil nach (2) $c^2 = c_x'^2 + c_u'^2$ ist,

$$c^2 \tau^2 = (x - vt)^2 + \varkappa^2 u^2,$$

und unter Berücksichtigung von (1) und (3)

$$c^2 \tau^2 = (x - vt)^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(c^2 t^2 - x^2)$$

$$= -2x \cdot v \cdot t + c^2 \cdot t^2 + \frac{v^2}{c^2} x^2,$$

$$c\tau = ct - \frac{v}{c} x. \tag{5}$$

Zu den Gleichungen des Relativitätsprinzips führt nun die Annahme, daß bei der Koordinatenänderung keine Änderung der Querdimensionen stattfindet, daß also

$$u = u'. \tag{6}$$

Dann liefert der Vergleich von (2) und (4)

$$\varkappa t' = \tau, \qquad \varkappa x' = x - vt, \tag{7}$$

und (5) geht über in

$$\varkappa t' = t - \frac{v}{c} \cdot \frac{x}{c}. \tag{8}$$

Die konsequente Ätherhypothese muß also geradezu das Relativitätsprinzip in die Definition des materiellen Systems aufnehmen und etwa sagen: Als Atom, Körper, Phase usw., überhaupt als von Materie erfüllt, wird ein Raumteil bezeichnet, wenn die in ihm enthaltenen singulären Stellen des ihn erfüllenden Äthers sich jeder Verschiebung durch den Äther hindurch so anzupassen vermögen, daß sich die zwischen ihnen übertragenen Ätherwellen ebenso ausbreiten, als wäre der Raumteil gegenüber dem Äther in Ruhe.

(Eingegangen 12. Dezember 1911.)

Ponderomotorische Wirkungen zirkular polarisierter Strahlen.

Von S. Pokrowsky.

Die Periodenveränderung zirkular polarisierter Strahlen hinsichtlich irgendwelcher rotierender Systeme ist der Dopplerschen Erscheinung, welche jede relative Verschiebung der Lichtquelle und des sie beobachtenden Spektroskops begleitet, vollkommen analog; die Drehmomente, die irgendwelche zirkular polarisierte Strahlen aufnehmende oder erzeugende Systeme erleiden, kann man daher mit Hilfe folgender von mir im vorigen Jahre abgeleiteten Formel[1])

$$F = \varepsilon \lambda \frac{\partial \alpha}{\partial \varphi} \tag{*}$$

erhalten, wo F der verallgemeinerte Ausdruck für die ponderomotorische Kraft eines Bündels paralleler Strahlen ist, welche auf den Parameter φ wirkt; ε die Volumendichte der die gesuchte Wirkung bedingenden Energie; λ die Wellenlänge der Lichtschwingungen; $\frac{\partial \alpha}{\partial \varphi}$ die Derivierte von α — der Phasenveränderung der Strahlen — nach dem Parameter φ; die Einwirkung der Strahlen auf diesen suchen wir.

Alle ponderomotorischen Wirkungen der Strahlung, die man mit Hilfe dieser Formel erhält, werden durch identische Ableitungen aus der elektromagnetischen Lichttheorie bestätigt[2]). Da die Arbeit der ponderomotorischen Strahlungskräfte laut Formel (*) nur auf Rechnung ent-

1) S. Pokrowsky, diese Zeitschr. **12**, 1118—1125, 1911; Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. **43**, Phys. T., 375—404, 1911.
2) S. Pokrowsky, l. c.

sprechender Veränderungen der Strahlenphasen, nicht aber der Strahlenamplituden, vor sich gehen kann, so kann man alle Verschiebungen der Interferenzstreifen, gleichviel wo sie beobachtet werden, als experimentelle Bestätigung ihrer Richtigkeit betrachten. Andererseits dienen alle gegenwärtig bekannten Fälle von Lichtschwebungen, wie zum Beispiel A. Righis Untersuchungen[1]), Schwebungen in doppeltbrechenden Kompensatoren und Interferometern[2]), sowie auch die von A. A. Belopolski angestellten Versuche mit rotierenden Spiegeln laut dieser Formel als Hinweis auf die **Existenz** entsprechender ponderomotorischer Kräfte in den Strahlen.

Die Formel (*) gibt die Möglichkeit, den experimentellen Beweis der **Existenz** verschiedener ponderomotorischer Strahlungskräfte aus dem äußerst schwierigen Gebiet der mechanischen Einwirkungen ins Gebiet der Lichtinterferenzerscheinungen zu versetzen.

Auf Grund der zu betrachtenden Formel ist die Wellenlängenveränderung der Lichtschwingungen, welche durch rotierende Spiegel Belopolskis hervorgerufen wird, ebenso wie die Verschiebung der Interferenzstreifen, die im Interferometer von A. A. Michelson bei vorschreitender Bewegung eines seiner Spiegel beobachtet wird, eben solch eine experimentelle Bestätigung der **Existenz**[3]) eines Lichtdruckes, wie auch die in dieser Richtung von Professor P. N. Lebedew, ferner aber auch von E. F. Nichols und S. F. Hull ausgeführten äußerst subtilen Untersuchungen.

Genau ebenso bilden die von A. Righi bei der Interferenz zirkular polarisierter Strahlen erhaltenen Lichtschwebungen den experimentellen Beweis der **Existenz** von Drehmomenten, welche in diesen Strahlen $\frac{1}{2}\lambda$-und $\frac{1}{4}\lambda$-Platten erleiden[4]).

Wir wollen nun diese Formel auf zirkular polarisierte Strahlen aufnehmende Systeme (absorbierende Fläche, Spiegel, $\frac{1}{4}\lambda$- und $\frac{1}{2}\lambda$-Platten) anwenden, indem wir sie folgendermaßen umschreiben:

$$M = \varepsilon\lambda \frac{\partial \alpha}{\partial \varphi} = \varepsilon\lambda \frac{\partial \alpha}{\partial t} : \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \qquad (**)$$

Bei der Rotation der Fläche um die Richtung der einfallenden Strahlen als Achse in der Drehungsrichtung des Lichtvektors in ihnen wird die relative Veränderung der Rotationsfrequenz und also auch der Lichtschwingungsfrequenz in den einfallenden Strahlen

$$\delta\nu = -n$$

sein, wo n die Anzahl der Umdrehungen der Fläche pro Sekunde ist; andererseits ist bekanntlich

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\delta\nu = n,$$

wo $\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ die Geschwindigkeit der Phasenveränderung ist. Versteht man unter φ den Winkel, welchen eine beliebige in der rotierenden Fläche gezogene Gerade mit einer der unbeweglichen Koordinatenachsen bildet, so ist $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ offenbar die Winkelgeschwindigkeit der Flächenrotation, die gleich $2\pi n$ ist. Setzen wir diese Werte in die Formel (**) ein, so erhalten wir:

$$M = \frac{\varepsilon\lambda}{2\pi}. \qquad (1)$$

Da $M > 0$ ist, so ist dieses Drehmoment nach der Seite der wachsenden φ, d. h. nach der Drehungsrichtung des Lichtvektors in den einfallenden zirkular polarisierten Strahlen gerichtet.

Auf diese Weise erfährt jedes zirkular polarisierte, parallele Strahlen aufnehmende optische System seitens letzterer ein Drehmoment, welches M in Gleichung (1) gleich und nach der Seite der Drehung des Lichtvektors in diesen Strahlen gerichtet ist.

Nun wollen wir die Formel (**) auf Systeme, welche erwähnte Strahlen ausstrahlen (Spiegel, die diese Strahlen reflektieren; verschiedene zirkular polarisierende Systeme), anwenden. In diesem Falle erhalten wir bei der Drehung des Systems nach der Drehungsrichtung des Lichtvektors in den von ihm ausgestrahlten Strahlen analog dem vorhergehenden:

$$\delta\nu = n = -\frac{\partial \alpha}{\partial t};$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 2\pi n,$$

woraus

$$M = -\frac{\varepsilon\lambda}{2\pi}, \qquad (2)$$

d. h. jedes zirkular polarisierende System erfährt unter der Einwirkung der von ihm erzeugten zirkular polarisierten Strahlen ein dem in Formel (2) angeführten gleiches Drehmoment, welches der Drehung des Lichtvektors in diesen Strahlen entgegengesetzt gerichtet ist.

Wir wollen nun die erhaltenen Resultate

1) A. Righi, Journ. d. Phys. **2**, 437, 1883.
2) S. Pokrowsky, diese Zeitschr. **12**, 1117, 1911.
3) Auf Grund der zu betrachtenden Formel kann man sich von der Existenz solcher ponderomotorischer Strahlungskräfte überzeugen, sie aber nicht ausmessen.
4) S. Pokrowsky, diese Zeitschr. **12**, 1124, 1911.

auf den Spiegel anwenden. Unter der Einwirkung der auf ihn auffallenden zirkular polarisierten Strahlen erfährt der Spiegel ein Drehmoment, welches

$$M = \frac{\varepsilon \lambda}{2\pi}$$

gleich ist und nach der Drehungsrichtung des Lichtvektors in diesen Strahlen gerichtet ist. Bei der Reflexion vom Spiegel verändert sich die Richtung der Drehung, so daß zum Beispiel rechts polarisierte Strahlen zu links polarisierten werden.

Unter der Einwirkung der reflektierten Strahlen wird der Spiegel ein

$$M = -\frac{\varepsilon \lambda}{2\pi}$$

gleiches Drehmoment erfahren, welches der Drehungsrichtung des Lichtvektors in reflektierten Strahlen entgegengesetzt gerichtet und folglich dem ersten erwähnten Moment entgegengesetzt ist. Das totale Drehmoment ist infolgedessen gleich Null. Dieses Resultat ist auch noch aus dem Grunde vorauszusehen, weil bei der Rotation des Spiegels in seiner eigenen Ebene die Phasenveränderung in den reflektierten Strahlen der Phasenveränderung in den einfallenden Strahlen gleich und entgegengesetzt ist.

Die Periodenveränderung zirkular polarisierter Strahlen hinsichtlich irgendwelcher rotierender Systeme, welche, wie ich es schon erwähnte, der Dopplerschen Erscheinung analog ist, bietet noch in folgender Hinsicht großes Interesse.

Bekanntlich kann man die Gesamtheit aller Erscheinungen, deren Studium den Gegenstand der Naturphilosophie bildet, gegenwärtig in drei voneinander verschiedene Schemata zusammenfassen, welche sich zu einem allgemeineren, sie als Einzelfälle enthaltenden Schema nicht bringen lassen. Diese Schemata sind folgende: das ponderodynamische, das thermodynamische und das elektrodynamische. Sie entsprechen den drei von uns beobachteten Formen von Wechselwirkungen zwischen Naturkörpern: der mechanischen (z. B. Stoß, Druck u. a.), der thermischen (alle Fälle von Wärmeaustausch unter Körpern) und der elektrischen (alle elektromagnetischen Erscheinungen). Die Betrachtung dieser Schemata behalte ich mir für eine günstigere Gelegenheit vor und bemerke hier bloß, daß es nur dann gelingt, diese Schemata zu einem einzigen zu bringen, wenn eine neue Form von Wechselwirkungen zwischen Körpern gefunden wird, die alle diese drei Formen als Einzelfälle enthält.

Das erste dieser Schemata, das ponderodynamische, gibt uns die Mittel, die Rotation der Erde um ihre Achse wahrzunehmen (die Unveränderlichkeit der Lage der Schwingungsebene des Pendels hinsichtlich der Sterne). Da die erwähnten Schemata voneinander vollkommen unabhängig sind, so müssen auch die zwei anderen Schemata Hinweise auf die Möglichkeit, diese Rotation auch auf andere, einem jeden von ihnen eigenen Arten wahrzunehmen, enthalten. Infolgedessen entsteht die Frage, ob nicht die Rotation der Erde auf die Interferenz rechts und links zirkular polarisierter Strahlen irgendwelchen Einfluß ausübt.

Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß diese Strahlen sich längs der Erdachse verbreiten. Infolge ihrer Rotation in der der Bewegung des Uhrzeigers entgegengesetzten Richtung wird die Drehungsfrequenz des Lichtvektors für den Beobachter, der sich über dem Nordpol befindend diese Eindrücke empfängt, in den linken Strahlen um die Anzahl der von der Erde in einer Sekunde ausgeführten Umdrehungen vergrößert und wird gleich

$$\nu_l = \nu + \frac{1}{T}$$

sein, wo ν die ursprüngliche Drehungsfrequenz des Lichtvektors und T die Dauer einer vollen Umdrehung der Erde um ihre Achse bedeutet.

Die Umdrehungsanzahl in den rechten Strahlen wird

$$\nu_d = \nu - \frac{1}{T}$$

sein.

Die Interferenz dieser Strahlen ergäbe für einen außerhalb der Erde sich befindenden Beobachter Lichtschwebungen mit der Verschiebungsgeschwindigkeit von zwei Streifen im Laufe von 24 Stunden. Da sich aber der Beobachter unvermeidlich auf der Erdoberfläche befindet, so ist die von ihm wahrgenommene Drehungsfrequenz in den linken Strahlen, wie leicht zu ersehen ist, $\nu_l - \frac{1}{T}$, in den rechten aber $\nu_d + \frac{1}{T}$; auf diese Weise erfolgt im Endresultat keine Veränderung in den Perioden der interferierenden Strahlen und die beobachtete Erscheinung geht so vor sich, als ob die Erde nicht rotieren würde; die Interferenzstreifen bleiben unbeweglich.

Zum Schluß bemerke ich, daß die periodische Veränderung der Lichtintensität beim Durchgange des Lichtes durch zwei Nicolsche Prismen, von denen das eine rotiert, ebenfalls als Lichtschwebungen angesehen werden kann, die infolge der Interferenz zweier Strahlen entstehen, eines rechten und eines linken, mit der Frequenzendifferenz der Lichtschwingungen, die

$$2n = (\nu + n) - (\nu - n)$$

gleich ist, wo n die Zahl der Umdrehungen pro Sekunde eines der Prismen und ν die ursprüngliche Schwingungsfrequenz bedeutet. Tatsächlich wird bei der Rotation des Polarisators den letzteren ein geradlinig polarisierter Strahl verlassen, dessen Polarisationsebene in stetiger Rotation begriffen ist. Solch ein Strahl ist aber zwei zirkular polarisierten Strahlen äquivalent, von denen der eine rechts polarisiert ist und dessen Lichtschwingungsfrequenz $\nu+n$ ist, der andere links polarisiert ist und die Lichtschwingungsfrequenz $\nu-n$ besitzt. Wenn wir die Interferenz dieser Strahlen mittels eines zweiten unbeweglichen Nicolschen Prismas (des Analysators) beobachten, wie das ja gewöhnlich geschieht, so werden wir abwechselnde Verfinsterungen und Aufklärungen des Gesichtsfeldes, d. h. Lichtschwebungen wahrnehmen. Wenn der Polarisator nicht rotiert, so kann der aus ihm heraustretende geradlinig polarisierte Strahl wieder als Gesamtheit eines rechten und eines linken Strahls betrachtet werden, die aber beide von gleicher Periode sind. Bei der Drehung des Analysators wird die Frequenz der von ihm in den rechten und linken Strahlen aufgenommenen Lichtschwingungen eine verschiedene sein; infolgedessen erhalten wir wiederum Lichtschwebungen als Resultat der Interferenz von Strahlen mit veränderten Perioden. Offenbar bildet der von mir betrachtete Fall ein einfachstes Beispiel von Lichtschwebungen.

St. Petersburg, Physikal. Laboratorium des Elektrotechn. Instituts, Mai 1911.

(Eingegangen 22. Dezember 1911.)

Über die Kristallisation dünner Selenplatten.

(Nachtrag und Berichtigung zu meiner früheren Arbeit.)

Von W. S. Gripenberg.

Über diesen Gegenstand habe ich neuerdings einige Untersuchungen ausgeführt und hierbei, im Gegensatz zu meinen früheren Ergebnissen[1]), gefunden, daß das Selen jedenfalls bis zu Schichtdicken von etwa 100 $\mu\mu$ normal kristallisiert. (Pfund beobachtete solche von 50 $\mu\mu$ Dicke, doch waren diese nicht zwischen Glasplatten eingeschlossen.)

Bei 550 $\mu\mu$ Dicke beginnt kristallinisches Selen durchscheinend zu werden, und zwar mit dunkelroter Farbe. Es ist, wie es scheint, nicht die gleiche Farbe, die amorphes Selen aufweist, sondern mehr unrein, einen Stich ins Violett besitzend. Bei Beobachtung mit bloßem Auge und im diffusen Tageslicht muß seitliches Licht abgeblendet werden.

1) Diese Zeitschr. **10**, 957, 1909.

Keilförmige Platten von 1000 $\mu\mu$ am dicken Ende und bis zu etwa 50 oder 30 $\mu\mu$ am dünnen Ende, zeigen kontinuierlichen Übergang der Farbe von Schwarz, Dunkelrot, helleres Rot bis hell Purpur.

Elektrische Leitfähigkeit und Lichtempfindlichkeit ist vorhanden. (Trägheit sehr gering.) (Die von Marc berechnete Dicke 80 $\mu\mu$ der lichtempfindlichen Schicht ist wohl etwas zu klein.)

Über die Einwirkung des Chinolins auf dünne Selenplatten (amorph) liegt folgendes Ergebnis vor:

Eine Selenplatte von 1000 $\mu\mu$ Dicke ist in etwa 24 Stunden vollkommen kristallisiert. Doch ist die Platte nicht mehr kohärent, sondern zerteilt in voneinander isolierte Stücke von (bei meinen Versuchen) etwa 0,05 mm Durchmesser.

Die Kristallisation beginnt an zahlreichen Punkten gleichzeitig und schreitet sehr langsam fort.

Für die Herstellung von Selenzellen scheint somit dieses Mittel einstweilen nicht geeignet.

Masaby (Finnland), 8. Dezember 1911.

(Eingegangen 13. Dezember 1911.)

Zur Diskussion über die Struktur der γ-Strahlen.

Bemerkung zu einer Mitteilung des Herrn E. Meyer.

Von J. Stark.

Vor längerer Zeit[1]) habe ich die Einsteinsche Lichtzellenhypothese auf die Röntgenstrahlen angewendet und dargelegt, daß sie eine Stütze in der Tatsache findet, daß die Geschwindigkeit der aus absorbierter Röntgenstrahlenergie entstehenden Kathodenstrahlen selbst bei sehr kleiner mittlerer Dichte der Röntgenstrahlung unabhängig von dieser nahezu gleich der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen ist. Noch eingehender als ich hat W. H. Bragg[2]) gezeigt, daß aus den Erscheinungen der Absorption der Röntgen- und γ-Strahlen der Schluß zu ziehen ist, daß die Energie dieser Strahlen bei der Fortpflanzung innerhalb eines kleinen Volumens konzentriert bleibt. Er hat hierbei darauf aufmerksam gemacht, daß die von den Röntgen- oder γ-Strahlen in einem Gas bewirkte Ionisierung fast ausschließlich von den aus ihrer Absorption entstehenden Kathodenstrahlen hervorgebracht wird. Denn diese werden einerseits sehr viel stärker als jene Strahlen absorbiert, andererseits ist ihre ionisierende Wirkung bekannt. R. D. Kleeman (Proc. Cambr.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.
2) W. H. Bragg, Phil. Mag. **20**, 385, 1910; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **7**, 348, 1910.

Soc. **15**, 169, 1909) hat zudem experimentell festgestellt, daß mindestens 50 Proz. der Ionisierung eines Gases durch γ-Strahlen von sekundären Kathodenstrahlen herrührt, welche in einem an die Ionisierungskammer grenzenden Wandstück von den γ-Strahlen erzeugt werden[1]). Bei seinen Versuchen war das Verhältnis der sekundär strahlenden Wandfläche zum ionisierten Gasvolumen klein. Je größer dieses Verhältnis ist, desto größer muß nach dem obigen Resultat Kleemans der Anteil der sekundären Kathodenstrahlung der Wand an der Gesamtionisierung des Gases sein. Da in den Versuchen des Herrn Meyer jenes Verhältnis (Wandfläche — Gasvolumen) beträchtlich größer als bei denjenigen von Kleeman war, so ist sicher, daß in seinen Versuchen jedenfalls mehr als 50 Proz. der Ionisierung von der sekundären Kathodenstrahlung aus den Wänden herrührte.

Nun schreibt Herr Meyer[2]) in bezug auf die Ausführungen Braggs folgendes: „Ferner sollte nach der Braggschen Theorie ein γ-Impuls (oder vielmehr nach Bragg eine γ-Korpuskel) nur einen Sekundärstrahl auslösen, da dieser die ganze primäre Energie übernimmt. Ich kann aber zeigen, daß das nicht der Fall ist, daß sicherlich von einem γ-Impulse, wenn die Ionisation auf Sekundärstrahlauslösung beruht, mehr als ein Sekundärstrahl erzeugt wird. Die Versuche sind in der Art ausgeführt, daß die Schwankungen durch γ-Strahlen in zwei hintereinander gestellten Ionisierungskammern gleichzeitig gemessen wurden. Es zeigte sich, daß in diesem Falle eine Abhängigkeit der Schwankungen in beiden Gefäßen besteht."

Diese Versuche des Herrn Meyer hält auch Herr N. Campbell[3]), der für die Braggsche Theorie eingetreten ist, für unvereinbar mit dieser Theorie. Es ist indes leicht zu zeigen, daß das obige Versuchsresultat des Herrn Meyer der von Bragg und mir vertretenen Auffassung von der Natur der Röntgen- und γ-Strahlen und der von ihnen bewirkten Ionisierung nicht widersprechen.

Wie Bragg ausführlich darlegte, hat man zu folgern, daß ein γ-Strahlquantum nicht bloß einmal in die Energie eines Kathodenstrahls übergeführt wird, sondern in einer Reihe von aufeinanderfolgenden Umwandlungen, γ-Strahl → Kathodenstrahl und Kathodenstrahl → Röntgenstrahl, bald in der einen, bald in der anderen Form existiert und in der Form eines Kathodenstrahls immer die Gasionisierung hervorbringt. Ein γ-Strahl, der vor oder nach Eintritt in die vordere Kammer zweier hintereinanderliegenden Ionisierungskammern in die Form eines Kathodenstrahls übergegangen ist und als solcher ionisiert hat, kann nun auf seinem Weg in der Richtung nach der hinteren Kammer wieder in die Form eines wenig absorbierbaren γ-Strahls zurückkehren, als solcher die Wand zwischen den zwei Kammern durchdringen, dann in der hinteren Kammer wieder als Kathodenstrahl auftreten und als solcher das Gas ionisieren. Hieraus mag sich die von Herrn Meyer beobachtete Abhängigkeit der Schwankungen in den zwei Gefäßen erklären[1]).

Außerdem darf man bei der Diskussion der neuen Versuche des Herrn Meyer auch folgende Möglichkeit nicht unberücksichtigt lassen. Wie H. Geiger und A. F. Kovarik[2]) kürzlich wahrscheinlich gemacht haben, werden in dem einzelnen elementaren Prozeß der Emission von β-Strahlen zwei β-Teilchen ausgesandt; analog mögen bei einem elementaren Atomzerfall in zeitlicher Koppelung mehrere γ-Strahlquanten (oder γ-Strahlimpulse) ausgesandt werden, von ihnen mag eins in der vorderen, ein anderes in der hinteren Kammer Ionisierung durch Sekundärstrahlung bewirken und so eine Abhängigkeit der Schwankungen in den zwei Kammern bedingen.

1) Daß die übrigen Prozente der Ionisierung eine direkte Wirkung der γ-Strahlen seien, ist von Kleeman nicht experimentell nachgewiesen worden. Gegen seinen indirekten Schluß, daß dies so sei, lassen sich ernste Einwände erheben.

2) E. Meyer, diese Zeitschr. **13**, 78, 1912.

3) N. Campbell, diese Zeitschr. **13**, 82, 1912.

1) H. Geiger und A. F. Kovarik, Phil. Mag. **22**, 604, 1911.

2) Auf diese Erklärungsmöglichkeit habe ich Herrn Meyer bereits vor längerer Zeit aufmerksam gemacht. Da er ohne Rücksicht auf sie in seiner Mitteilung seine Beobachtungen als unvereinbar mit der Braggschen Theorie hinstellt, so sehe ich mich veranlaßt, in dieser Zeitschrift selbst auf die obige Erklärungsmöglichkeit hinzuweisen.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, 22. Januar 1912.

(Eingegangen 24. Januar 1912.)

Erwiderung auf die Bemerkungen von J. Koenigsberger, O. Reichenheim und K. Schilling[1]) zu unserer Arbeit[2]) „Über den Widerstand zwischen Metall und Kristall an ebenen Grenzflächen".

Von F. Streintz u. A. Wellik.

Wenn man zwischen zwei ebene und spiegelnde Flächen von Gold einen zylindrisch geschnittenen Kristall aus einem Schwefelmetall derart legt, daß seine vollkommen eben geschliffenen Grundflächen die Goldflächen be-

1) J. Koenigsberger, O. Reichenheim und K. Schilling, diese Zeitschr. **12**, 1139, 1911.

2) Diese Zeitschr. **12**, 845, 1911.

rühren, dann erhält man zwischen den letzteren einen Widerstand, der mit dem Druck, unter dem die Leiter stehen, abnimmt. Auch bei dem größten zulässigen Drucke wird ein unterer Grenzwert dieses Widerstandes meist nicht erreicht. Ersetzt man dagegen das feste Metall durch eine flüssige metallische Zuleitung (Goldamalgam), dann sinkt der Widerstand auf einen kleinen Bruchteil des früher gemessenen herab und wird vom angewendeten Druck in der Mehrzahl der Fälle unabhängig. Bei Arsenkies, Bleiglanz und Schwefelkies beträgt der Widerstand nur mehr ein bis zwei Prozent des bei fester Zuleitung beobachteten.

Wir stellten die Behauptung auf, daß die großen Differenzen der Widerstände in beiden Fällen auf den Widerstand zwischen Metall und Kristall, den sogenannten Übergangswiderstand, zu buchen seien.

Bei den genannten Mineralien würden demnach bei fester Zuleitung mindestens 98 bis 99 Proz. des Gesamtwiderstandes dem Übergangswiderstand zuzuschreiben sein. Ob die mit Goldamalgam gefundenen Widerstände einzig den Widerständen der Kristalle zuzuschreiben seien, wurde von uns nicht behauptet. Im Gegenteil. Bei Besprechung der Versuche mit Arsenkies wurde hervorgehoben: „Es ist zwar wahrscheinlich, keineswegs aber bewiesen, daß der Übergangswiderstand vollständig eliminiert ist". Ein zweites Mal, als es sich um die Haftfestigkeit von Bleiglanz am Amalgam handelte, heißt es sogar ausdrücklich: „Der Übergangswiderstand ist nicht völlig beseitigt". Mit anderen Worten, der Anteil des Übergangswiderstandes betrug in diesen Fällen mehr als 98 bis 99 Proz.[1]) Die Herren Koenigsberger, Reichenheim und Schilling wenden sich gegen die von uns gefundenen Ergebnisse und erörtern, was nach ihrer Ansicht das Mißlingen der Versuche verursacht habe. Es sei den Herren zunächst erwidert, daß es uns, wie schon aus der Fassung des Titels der Arbeit „Über den Widerstand zwischen Metall und Kristall" hervorgeht, gar nicht darum zu tun war, die zahlreichen Bestimmungen von Kristallwiderständen zu vermehren. Wir haben ausdrücklich darauf verzichtet, „Präzisionswerte für den Widerstand der Kristalle" zu suchen, sondern beschäftigten uns nur damit, den Fehlerquellen bei Bestimmung derartiger Widerstände nachzugehen. Nehmen wir aber an, daß auch zur Erreichung dieses Zweckes die Reinheit des verwendeten Materials von größter Bedeutung ist, d. h., daß man nur von

1) Die von den Herren aufgeworfene Prioritätsfrage, wer zuerst Goldamalgam angewendet habe und der daran geschlossene „Vorwurf" sind also gegenstandslos.

homogenen Kristallen den Übergangswiderstand ermitteln kann. Die Herren haben sich die Kenntnis verschafft, daß unser Material „wenig brauchbar", „inhomogen" war. Die optische Anstalt Dr. Steeg & Reuter hatte aber mit großer Umsicht aus reichlich vorhandenen Erzstufen die Wahl getroffen; daß sie dabei nicht unglücklich verfahren ist, geht daraus hervor, daß sämtliche in unserem Besitz befindlichen Kristalle beim nachträglichen Erhitzen im elektrischen Ofen auf 350° völlig unversehrt geblieben sind. Die Herren Koenigsberger, Reichenheim und Schilling stellen selbst für die Güte des verwendeten Materials ein Zeugnis aus, indem sie schreiben „was kompakt bleibt, ist meist zur Messung geeignet."

Die Herren stellen ferner folgende These auf: „Wenn der Widerstand vieler von uns benutzter Materialien durch den Druck auf die Elektroden sich ständig ändert, so darf man das nur dann dem Übergangswiderstand zuschreiben, wenn der Widerstand des eingepreßten Materials an sich verschwindend ist".

Angenommen, diese These, für die ein Beweis nicht erbracht wird, sei richtig, so steht sie doch nicht im Widerspruch mit unseren Ergebnissen, bei denen der Widerstand der Kristalle gleichfalls nur einen geringen Bruchteil des gemessenen Widerstandes „Kristall + Übergangswiderstand" betrug.

Daß der von uns beobachtete Widerstand des Magnetkieses von Bodenmais ein viel größerer ist, weil er nach P. Weiß zu den „pyrrhotines anormales" gehört, während die von Koenigsberger und Schilling[1]) untersuchten Kristalle von Morro Velho zu den „pyrrhotines normales" zu zählen sind, dürfte wohl nicht allein auf Durchwachsungen des Bodenmaiser Kieses zurückzuführen sein. Denn gerade das verschiedene Verhalten nach der magnetischen Seite weist darauf hin, daß auch das verschiedene Leitvermögen nicht allein durch Einschlüsse bedingt wird. Wie übrigens „Stäbe" von 0,2 — 0,6 cm Länge und von 0,01 bis 0,04 qmm (?) Querschnitt[2]) auf ihre Dimensionen derart geprüft werden können, daß sie zur Ermittlung von Präzisionswerten ihres spezifischen Widerstandes gebraucht werden können, übersahen Koenigsberger und Schilling anzugeben. Sieht man vom Querschnitt ab, so ruft ein Fehler in der

1) J. Koenigsberger und K. Schilling, Ann. d. Phys. **32**, 196, 1910.

2) Man ist zuerst versucht anzunehmen, daß sich bei Angabe des Querschnittes ein Druckfehler eingeschlichen habe, etwa qcm statt qmm, wenn nicht an anderer Stelle (S. 193, a. a. O.) gleichfalls von Stäben derselben Größenordnung (0,008 bis 0,05 qmm) die Rede wäre.

Bestimmung des Abstandes der Elektroden von 0,02 mm bereits einen Fehler von einem Prozent im Resultate des spez. Widerstandes hervor! Dazu werden noch die Kristalle in das „weichste Gold" und in Platinschwarz eingepreßt und dadurch um einen gewissen hier gewiß nicht zu vernachlässigenden Teil verkürzt.

Die Herren Koenigsberger, Reichenheim und Schilling verweisen auch auf die von ihnen durchgeführten chemischen Analysen der untersuchten Mineralien. Eine Analyse von Mineralien, deren Volum sich auf höchstens 0,24 $(mm)^3$ beläuft, ist ausgeschlossen. Unterwirft man aber ein größeres Stück des angenähert homogenen Kristalles der Untersuchung, so läuft man Gefahr, daß bei der wahrscheinlichen und daher unregelmäßigen Verteilung kleiner und kleinster Einschlüsse ein winziges Körnchen fremder Substanz ins Stäbchen gerät, das das Leitvermögen sehr bedeutend beeinflußt. Dabei kann trotzdem die chemische Analyse des in der Nachbarschaft des Stäbchens befindlichen Mineralstückes zu einem befriedigenden Ergebnisse führen. Daraus folgt, daß gerade kleine Kristallstücke, auch abgesehen von der Schwierigkeit der Dimensionsbestimmung, unzuverlässige Resultate geben werden.

Den Widerstand von Bleiglanz haben wir nicht gemessen. Das geht aus der bereits erwähnten Bemerkung hervor, daß es uns auch bei Anwendung von Goldamalgam als Zuleitung nicht gelungen ist, den Übergangswiderstand vollständig zu beseitigen. Der spez. Widerstand von Bleiglanz aus Menthead ist also kleiner als 0,025 Θ. Damit fällt auch jede Berechtigung, das Leitvermögen des Bleiglanzes von Menthead mit dem aus dem Val Strim zu vergleichen.

Die Herren Koenigsberger, Reichenheim und Schilling erheben außer den Bedenken gegen das gewählte Material auch Einsprache gegen die von uns verwendeten „zu hart" polierten Goldkontakte. Die Kontakte waren allerdings mit Stahl poliert. Das geschah, damit die Flächen vollkommen ebene Spiegel bildeten, die auf die gleichfalls ebenen und spiegelnden Kristallflächen preßten. Bei dieser Anordnung glaubten wir ursprünglich einen einwandfreien Kontakt zwischen den beiden Leitern schon bei mäßigem Drucke herzustellen. Wir versuchten das „genaue Einpassen" der Flächen auf einem anderen Wege zu erreichen, als auf dem von Koenigsberger und Schilling begangenen. Sind die Oberflächen von Kristall und Metall dagegen uneben und rauh, dann wird man zweifellos Gewicht darauf zu legen haben, daß die Zuleitung aus weichem Metall zu bestehen hat. Ob mit dieser Methode das Ziel erreicht wird, ist freilich eine andere Frage. Wir haben natürlich keinen Negativabdruck der Stabfläche erhalten können. Bis auf den Fall, wo wir die Goldflächen mit einer dichten Schicht von Platinschwarz überzogen. Da erhielten auch wir einen Negativabdruck. Er bestand aus einem vertieften glatten Scheibchen, das im Vergleich zur samtschwarzen Umgebung grau erschien. Diesen Versuch mit „weichster metallischer" Zuleitung scheinen die Herren bei ihrer Polemik gegen die „zu hart polierten" Kontakte nicht zur Kenntnis genommen zu haben. Wir wollen ihnen den Vorwurf ersparen, daß sie unsere an Umfang relativ recht bescheidene Arbeit kritisiert, ohne sie genau gelesen zu haben[1]).

Der Rat, die Widerstandsmessung durch Strommessung und Kompensation der Potentialdifferenz an zwei Stellen oder in derselben Weise erfolgreich mit der Thomson-Brücke auszuführen, wenn die Erzielung guter Kontakte an den Verbindungen der Schwermetalle Schwierigkeiten macht, ist bei so kurzen Leitern leichter gegeben als ausgeführt. Übrigens steht er im Widerspruch mit einer Behauptung von Koenigsberger und Schilling[2]), die zum Schlusse im Wortlaut wiedergegeben werden soll:

„Da wir zum Teil recht kleine Widerstände unter 0,1 Θ über ein sehr großes Temperaturintervall gemessen haben, und, um guten Kontakt zu erzielen, ziemlich stark die Metallelektroden an die zu untersuchenden Stäbe pressen mußten, ist auch die Methode von W. Thomson nur in erster Annäherung zur Elimination der Zuleitungswiderstände geeignet, aber für unsere Zwecke keineswegs hinreichend."

1) An drei Stellen erheben die Herren den Vorwurf, daß wir Angaben in ihren Arbeiten übersehen haben. Die Dissertationen von Reichenheim und von Schilling standen uns allerdings nicht zur Verfügung. Die beiden anderen Abhandlungen sind in den Annalen erschienen. Die Herren zitieren zunächst diese vier Arbeiten und sagen dann, um nur ein Beispiel hervorzuheben: „Ferner sind Messungen des einen von uns an Magnetkies an verschiedenen Stäben mit verschiedener Einspannung gegeben. [Vergl. S. 196 (!).]"

Die Dissertationen scheinen mit Seite 1 zu beginnen. Wir wissen nicht, ob eine darunter über S. 196 hinausgeht. In der Arbeit von Koenigsberger und Schilling (Ann. d. Phys. **32**, 1910) ist von Seite 195 bis 199 wohl von Magnetkies, nirgends aber von „verschiedener Einspannung" die Rede!

2) J. Koenigsberger und K. Schilling, a. a. O. S. 180.

Graz, 16. Dezember 1911.

(Eingegangen 17. Dezember 1911.)

Über den inneren Hallwachs-Effekt im Selen.

Von Lavoro Amaduzzi.

Herr Chr. Ries hat in einer vorzüglichen Arbeit über die Versuche zur Erklärung der elektrischen Eigenschaften des Selens[1]) nach einer Auseinandersetzung der verschiedenen geäußerten Hypothesen geschlossen, daß die Empfindlichkeit des Selens im Lichte einem inneren photoelektrischen Effekte beizumessen sei. Er zitiert Autoren von theoretischen und experimentellen Arbeiten.

Ich erlaube mir, darauf hinzuweisen, daß auch ich hätte zitiert werden müssen, weil ich der erste gewesen bin, der die Empfindlichkeit des Selens einem inneren Hallwachs-Effekt zuschrieb, mit diesem Begriffe auch den Righi-Effekt (elektromotorische Kraft des Selens) rechtfertigend, in meiner Arbeit „L'effetto Hallwachs nel selenio cristallino", gelesen in der Königlichen Akademie der Wissenschaften von Bologna am 16. Januar 1910. Diese Arbeit dürfte zweifellos Herrn Ries nicht bekannt gewesen sein.

1) Diese Zeitschrift **12**, 480—490 u. 522—533, 1911.

Königlich physikalisches Institut der Universität von Bologna, Prof. A. Righi, Direktor.

(Eingegangen 16. November 1911.)

Thermischer Indikator zur Resonanzbestimmung nach der Nullmethode.

[Bemerkung zu der Mitteilung von L. Isakow[1]).]

Von Max Dieckmann.

Im Anschluß an die gleichlautende Mitteilung von L. Isakow an dieser Stelle möchte ich mir einen Hinweis darauf erlauben, daß ich bereits im Jahre 1907 auf Veranlassung von F. Braun und Mandelstam eine gleichfalls auf der Verwendung von Vakuumthermoelementen beruhende Nullmethode ausgearbeitet habe[2]), die, soweit ich an Hand des auf S. 1225 in Abb. 2 gegebenen Schaltschemas, das mir in der Einzeichnung der Thermoelementkreuze übrigens einen Irrtum zu enthalten scheint, überschlagen kann, mindestens die gleiche Empfindlichkeit besitzt, wie die Isakowsche Methode. Ein Übersehen dieser Untersuchung konnte jetzt allerdings unschwer erfolgen, da auch in einer früheren Mitteilung über den entsprechenden Gegenstand von L. Kann[3]) aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie auf die damals schon vorliegende und auch anderweit[4]) mit Erfolg benutzte Dreithermoelementmethode nicht Bezug genommen wurde.

1) L. Isakow, diese Zeitschr. **12**, 1224—1226, 1911.
2) M. Dieckmann, Ann. d. Phys. **24**, 771, 1907.
3) L. Kann, diese Zeitschr. 11, 503—507, 1910.
4) H. Meurer, Dissertation Straßburg 1908.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München.

(Eingegangen 3. Januar 1912.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über neuere thermodynamische Theorien. (Nernstsches Wärmetheorem und Quantenhypothese.)

(Vortrag, gehalten am 16. Dezember 1911 in der Deutschen chemischen Gesellschaft in Berlin.)

Von Max Planck.

Meine Herren! Wenn ich, der freundlichen Einladung Ihres verehrlichen Vorstandes Folge leistend, den Versuch mache, vor Ihnen eine Reihe von Gedanken zu entwickeln, welche für die neueren Fortschritte der Thermodynamik von charakteristischer Bedeutung sind, so muß ich vor allem um die Erlaubnis bitten, Ihnen in Kürze einige Hauptmerkmale des bisherigen Entwicklungsganges der Thermodynamik zu schildern, und zwar selbst auf die Gefahr hin, vielfach Bekanntes unnötig zu wiederholen. Denn nur so wird es mir möglich werden, die Punkte deutlicher zu bezeichnen, an denen die neuere Forschung angeknüpft hat, und das neu Erreichte dem schon seit lange Bekannten in sachlich angemessener Weise gegenüber zu stellen.

Versucht man, einen Überblick zu gewinnen über die bisherigen Leistungen der Thermodynamik, so verfährt man jedenfalls am besten, wenn man scharf unterscheidet zwischen zwei voneinander getrennten Methoden der Forschung. Die eine stützt sich einzig und allein auf die beiden Hauptsätze der Thermodynamik, unter Verzichtleistung auf den Gebrauch irgendwelcher spezielleren Hypothesen über die Natur der Wärme, die andere sucht gerade von dem spezielleren Standpunkt der mechanischen Wärmetheorie aus, auf Grund passender atomistischer Vorstellungen einen tieferen Einblick in die vorhandenen Gesetzmäßigkeiten zu ge-

winnen. Die Vorzüge und auch die Schwächen jeder einzelnen dieser beiden Methoden, die sich häufig in glücklichster Weise ergänzt haben, sind so oft und gründlich geschildert worden, daß ich auf diesen Punkt hier nicht weiter einzugehen brauche. Bezug nehmend darauf möchte ich im ersten Teile der folgenden Darlegungen mich ausschließlich der erstgenannten Methode bedienen, um erst im zweiten Teil auf die atomistische Bedeutung der neueren Theorien, soweit dies zurzeit angängig erscheint, einzugehen.

I.

Von den beiden Hauptsätzen der Wärmelehre, welche unter diesem Namen zuerst von Clausius in die Thermodynamik eingeführt worden sind, spricht der erste das Prinzip der Erhaltung der Energie aus. Dieser Satz erscheint heutzutage so gesichert und seine Allgemeingültigkeit so selbstverständlich, daß man sogar hier und da die Meinung zu hören bekommt, das Energieprinzip stelle im Grunde gar keinen Erfahrungssatz vor, sondern vielmehr nur eine Art Definition, mit der sich schließlich jede zukünftige Erfahrungstatsache in Übereinstimmung bringen lassen müßte, wenn sie nur passend interpretiert würde.

Vom praktisch-naturwissenschaftlichen Standpunkte aus mag vielleicht manchem die Frage nach der Berechtigung dieser Auffassung etwas subtil und müßig erscheinen, aber trotzdem muß ich Sie bitten, auf ihre Besprechung etwas eingehen zu dürfen, weil wir später an diesen Punkt anknüpfen müssen. Es ist übrigens nicht lange her, daß durch einen besonderen Anlaß gerade hierüber eine lebhafte Diskussion angeregt wurde, — damals, als es sich um die energetische Deutung der beständigen beträchtlichen Wärmeabgabe der Radiumverbindungen handelte. Da konnte man in sonst sehr beachtenswerten naturwissenschaftlichen Aufsätzen lesen, mit den so überraschenden neuen Entdeckungen sei nun nebst manchen anderen bisher allgemein angenommenen Theorien auch das Energieprinzip ernstlich in Frage gestellt. Später, als sich das Energieprinzip dennoch siegreich behauptete, hieß es dann, das sei auch gar nicht verwunderlich, und zwar deshalb, weil das Energieprinzip überhaupt nur eine formalistische Bedeutung besitze und sich daher schließlich jeder Tatsache anpassen ließe. Man brauche nur, wenn einmal das Prinzip in seiner bisherigen Form versagte, eine passende neue Energieform, etwa potentieller Natur, einzuführen, und alles wäre wieder in Ordnung.

Wie steht es nun mit diesen Ansichten? Wenn wir das Energieprinzip sachgemäß zu formulieren suchen, so finden wir sicherlich allgemeine Zustimmung, wenn wir sagen, daß in einem Körpersystem, das gegen alle äußeren Einwirkungen abgeschlossen ist, die Energie konstant bleibt:

$$\Delta U = 0,$$

wobei U die Energie des Systems bedeutet, und das Zeichen Δ sich auf die Differenz ihrer Werte in zwei endlich voneinander verschiedenen Zuständen des Systems bezieht.

Aber diese Gleichung besitzt natürlich erst dann einen brauchbaren Sinn, wenn man in der Lage ist, den Wert der Energie U in einem bestimmten Zustand des Systems auch wirklich anzugeben, und insofern ist sie in der vorliegenden Form noch unzureichend. Denn wenn man z. B. fragen würde: Wie groß ist denn die Energie von 1 g Wasser bei 0°?, so würde wohl mancher wegen der richtigen Antwort in Verlegenheit sein. Aus dem einfachen Grunde, weil diese Frage thermodynamisch gar keinen bestimmten Sinn hat. In der Tat: Wir messen ja in der Natur niemals Energien, sondern stets nur Energiedifferenzen, und zwar ist die Änderung, welche die Energie eines Systems von Körpern bei irgendeinem natürlichen Vorgange erleidet, gleich der Summe aller von außen gegen das System geleisteten Arbeiten A und aller von außen dem System zugeführten, in einer passenden Einheit gemessenen Wärmemengen Q:

$$\Delta U = \Sigma A + \Sigma Q \qquad (1)$$

Diese Gleichung bildet zugleich eine Verallgemeinerung der oben aufgestellten Formulierung des Energieprinzips, da sie für den Fall, daß das System keinerlei äußeren Einwirkungen unterliegt ($A = 0$, $Q = 0$), in dieselbe übergeht.

Hiernach könnte es nun in der Tat scheinen, als ob diejenigen im Rechte wären, welche behaupten, das Energieprinzip sei im Grunde nur eine Definition, da doch die letzte Gleichung scheinbar nichts weiter lehrt als die Messung einer Energieänderung. Aber wer so spricht, der verkennt den wesentlichen Inhalt der Gleichung. Dieselbe enthält in der Tat viel mehr als eine Vorschrift zur Messung der Energie. Denn wenn die linke Gleichungsseite: die Energiedifferenz ΔU, auf zwei bestimmte Zustände des betrachteten Körpersystems bezogen wird, wodurch ihr Wert vollkommen bestimmt ist, so bezieht sich die rechte Gleichungsseite: das mechanische Äquivalent der äußeren Wirkungen $\Sigma A + \Sigma Q$, auf irgendeinen beliebigen

Übergang aus dem ersten in den zweiten Zustand, und für jeden dieser Übergänge beansprucht die Gleichung Gültigkeit. Wird also ein Körpersystem aus einem bestimmten Zustand in einen anderen bestimmten Zustand auf zwei verschiedenen Wegen gebracht, so ist das mechanische Äquivalent der äußeren Wirkungen in beiden Fällen das nämliche. Mit anderen Worten: das Energieprinzip, angewendet auf den Übergang eines Körpersystems aus einem bestimmten Zustand in einen anderen, besteht nicht darin, daß die Energieänderung gleich ist der Summe von äußerer Arbeit und äußerer Wärme, sondern darin, daß die Summe von äußerer Arbeit und Wärme unabhängig ist von der Art des Überganges.

Hieraus erhellt unmittelbar, daß das Energieprinzip keineswegs eine bloße Definition ist, sondern daß es eine Behauptung enthält, deren Richtigkeit sich in unzähligen Fällen durch Messungen bestätigen oder widerlegen läßt, und zwar immer, aber auch nur dann, wenn ein Körpersystem auf verschiedenen Wegen aus einem Zustand in einen anderen übergeführt werden kann.

So z. B. kann man die Temperatur einer Flüssigkeit auf zwei verschiedene Arten steigern: entweder direkt durch Zuleitung einer gewissen Anzahl Kalorien, oder ausschließlich durch Reibung, wie bei den berühmten Versuchen von Joule mit den rotierenden Schaufelrädern. Im ersten Fall (1) ist die zugeführte Arbeit $A_1 = 0$, und Q_1 ist die zugeleitete Wärmemenge. Im zweiten Fall (2) ist die zugeführte Arbeit A_2 gleich der durch Reibung verloren gegangenen mechanischen Arbeit, und die zugeführte Wärme Q_2 ist $= 0$. Das Energieprinzip verlangt, daß die Differenz der Energie der Flüssigkeit im erwärmten und im ursprünglichen Zustand:

$$\Delta U = A_1 + Q_1 = A_2 + Q_2,$$

also in unserem Falle

$$Q_1 = A_2,$$

und diese Überlegung hat bekanntlich Joule zur Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalents geführt. Dabei kommt es offenbar durchaus nicht darauf an, welche Vorstellung man sich über das Wesen der Wärme oder über den Vorgang der Wärmeerzeugung durch Reibung im einzelnen macht, sondern einzig und allein darauf, daß der durch Reibung in der Flüssigkeit hervorgebrachte Zustand genau der nämliche ist, wie der durch Zuleitung von Wärme hervorgebrachte Zustand. Würde bei Variierungen des Versuches mittelst Verwendung verschiedener Flüssigkeiten, Reibungsvorrichtungen, Temperaturen, in einem einzigen Falle ein abweichender Wert des mechanischen Wärmeäquivalents konstatiert werden, was doch von vornherein durchaus im Bereich der Möglichkeit liegt, so wäre damit das Energieprinzip durchbrochen, und keine Interpretation, keine Anpassung, keine nachträgliche Ergänzung könnte es mehr retten. — Dem angeführten Beispiel lassen sich natürlich unzählige andere an die Seite stellen.

Eine besonders einfache und wichtige Form gewinnt die Energiegleichung, wenn die beiden Zustände, auf welche sich die Energiedifferenz ΔU bezieht, mit einander identisch gewählt werden; denn dann wird $\Delta U = 0$, und die Energiegleichung besagt, daß bei einer Umwandlung, die das betrachtete Körpersystem in seinen ursprünglichen Zustand zurückbringt, also bei einem sogenannten Kreisprozeß, die Gesamtsumme der von außen zugeführten Arbeit und Wärme gleich Null ist.

Werfen wir von hier wieder einen Blick zurück auf die oben erwähnte spontane Wärmeentwicklung radioaktiver Substanzen, so erkennen wir, daß die Gültigkeit des Energieprinzips sich sehr wohl auch bei diesen eigentümlichen Vorgängen prüfen ließe, aber nur dann, wenn es entweder gelänge, eine radioaktive Substanz in einen früheren Zustand zurückzubringen, oder wenn es gelänge, die Substanz auf zwei verschiedene Arten aus einem in einen anderen Zustand zu bringen. Das erste ist allerdings wohl für immer aussichtslos, aber betreffs des zweiten scheint es mir doch ganz gut denkbar, daß man einmal dahin gelangte, den Verlauf radioaktiver Vorgänge durch äußere Mittel in gewisser Weise zu beeinflussen, obwohl zugegeben werden muß, daß von den auf dieses prinzipiell höchst bedeutungsvolle Ziel gerichteten Versuchen bis jetzt keiner mit Erfolg gekrönt wurde.

Wie aus der allgemeinen Formulierung der Energiegleichung ersichtlich, bieten sich in der Regel viele verschiedene Wege, um die Energie eines Körpersystems zu berechnen, und alle verschiedenen Wege müssen zu einem und demselben Resultat führen. Aber wie man auch die Behandlung und die Methoden variieren mag, stets erhält man nur Energiedifferenzen, niemals den Betrag der Energie selber. Daher sagt man gewöhnlich, daß in dem Werte der Energie stets noch eine additive Konstante unbestimmt bleibt. Die Größe dieser Konstanten ist für die thermodynamischen Erscheinungen gänzlich belanglos. Man muß zugeben, daß diese Unbestimmtheit, welche dem Werte der physikalisch und chemisch so ungeheuer wichtigen Größe anhaftet, etwas Unbefriedigendes hat, und es gibt wissenschaftliche

Puristen, welche aus diesem Grunde niemals von der Energie selber, sondern stets nur von Energieumwandlungen sprechen wollen. Sie lehnen es prinzipiell ab, die Energie als eine Eigenschaft der Körper selber anzusehen, indem sie sich darauf berufen, daß man die Energie eines Körpers immer nur durch äußere Einwirkungen auf den Körper mißt und daher ihre Bedeutung jedenfalls außerhalb des Körpers suchen müsse. Aber dieser Standpunkt ist, so berechtigt er zunächst erscheinen muß, dennoch unfruchtbar, er führt, konsequent angewendet, nicht zu neuen Ausblicken, sondern nur zu einer sehr unbequemen Komplizierung der Betrachtungsweise und der Rechnungen, ohne dabei irgendeinen Vorteil zu gewähren. Daher empfiehlt es sich zweifellos, wenn nicht aus anderen, so wenigstens aus praktischen Gründen, direkt mit den Energien der Körper selber zu rechnen, und die unbestimmte additive Konstante einstweilen mit in Kauf zu nehmen, da man doch sicher sein kann, daß bei der Berechnung von meßbaren Wärmetönungen oder Arbeitsleistungen die den Energien der beteiligten Körper noch anhaftenden unbestimmten Konstanten sich durch Subtraktion gegenseitig fortheben.

Jedoch darf ich der Vollständigkeit halber nicht unterlassen hier zu erwähnen, daß die solcher Weise in der Definition der Energie von der Thermodynamik noch gelassene Lücke neuerdings von ganz anderer Seite her ausgefüllt worden ist. Nach dem modernen Lorentz-Einsteinschen Prinzip der Relativität ist nämlich der absolute Betrag der Energie eines ruhenden Körpers, wenn der äußere Druck zu vernachlässigen ist, im mechanischen Maße gleich dem Produkte seiner Masse in das Quadrat der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Vakuum — eine ungeheuer große Zahl, die sich aber in der Thermodynamik nirgends geltend macht und daher auch bis heute noch keine praktische Bedeutung gewonnen hat.

Wenn ich bei den Bemerkungen über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik etwas ausführlich geworden bin, so geschah dies mit in der Absicht, die Besprechung des zweiten Hauptsatzes dadurch zu vereinfachen. Denn gerade diejenigen Überlegungen, auf die ich bisher besonderes Gewicht gelegt habe, lassen sich ohne weiteres auf den zweiten Hauptsatz übertragen.

Den Kern des zweiten Hauptsatzes bildet, wie bekannt, der Erfahrungssatz, daß, kurz gesagt, die Welt in stetem Fortschreiten begriffen ist, d. h., daß ihre vollständige Rückkehr in einen früher einmal eingenommenen Zustand unmöglich ist. Daher läßt sich kein einziger natürlicher Prozeß vollständig rückgängig machen. Die mathematische Formulierung dieses Satzes wird dadurch ermöglicht, daß für jedes System von Körpern eine durch den jeweiligen Zustand des Systems bestimmte Größe angegeben werden kann, welche die Eigentümlichkeit besitzt, bei allen physikalischen und chemischen Änderungen, die sich in dem System abspielen können, wenn dasselbe gegen alle äußeren Einwirkungen abgeschlossen ist, sich immer einseitig zu ändern, nämlich immer zu wachsen, niemals abzunehmen. Diese Größe, welche mithin, ebenso wie die Energie, als eine gewisse ganz bestimmte Eigenschaft des betreffenden Körpersystems anzusehen ist, hat Clausius die Entropie S des Systems genannt, und die allgemeine Formulierung des zweiten Hauptsatzes lautet daher für eine beliebige Zustandsänderung eines nach außen abgeschlossenen Körpersystems:

$$\Delta S > 0,$$

wobei ΔS die Differenz der Werte der Entropie im späteren und im früheren Zustand bezeichnet. Durch diese Ungleichung ist die Einseitigkeit alles Naturgeschehens verbürgt; sie erschöpft aber auch den ganzen Inhalt des zweiten Hauptsatzes, denn über den Betrag der Vermehrung der Entropie liefert sie keinen Aufschluß. Nur in dem idealen Grenzfall der reversibeln Prozesse, auf den wir uns im folgenden allein beschränken wollen, reduziert sich die Ungleichung auf die Gleichung

$$\Delta S = 0,$$

weil ja dann der spätere und der frühere Zustand des Systems ihre Rollen vertauschen können.

An die letzte für alle reversibeln Prozesse gültige Gleichung knüpfen sich nun genau dieselben Überlegungen wie oben beim Energieprinzip. Sie hat natürlich nur dann einen brauchbaren Sinn, wenn man den Wert der Entropie S auch wirklich anzugeben vermag, und ihre notwendige Ergänzung findet sie daher durch die Verallgemeinerung auf eine solche Zustandsänderung des betrachteten Körpersystems, bei der von außen Arbeit gegen das System geleistet und Wärme dem System zugeführt wird. Dann ist die Entropieänderung des Systems:

$$\Delta S = \sum \frac{Q}{T}, \tag{2}$$

wobei T die absolute Temperatur der dem System zugeführten Wärmemenge Q bedeutet.

Diese Gleichung stellt ebenso die Verallgemeinerung der vorigen dar, wie die Gleichung (1) für die Energieänderung ΔU die Verallgemeinerung der Gleichung $\Delta U = 0$ für ab-

geschlossene Systeme bildet. Daher ergeben sich auch aus ihr die ganz entsprechenden Folgerungen: Vor allem darf man nicht glauben, daß die Gleichung für ΔS lediglich eine Definition der Entropieänderung bedeute. Denn beim Übergang des Körpersystems aus einem bestimmten in einen anderen bestimmten Zustand erleidet die Entropie des Systems eine ganz bestimmte Änderung, einerlei auf welchem Wege die Zustandsänderung vor sich geht, und die Entropiegleichung sagt aus, daß, falls die Zustandsänderung reversibel ist, der Ausdruck $\sum \frac{Q}{T}$ unabhängig ist von der Art des Überganges, z. B. daß er gleich Null ist für einen Kreisprozeß. Dies ist eine Behauptung, deren Richtigkeit durch Messungen geprüft werden kann.

Allerdings mißt man auch hier, ebenso wie bei der Energie, nur Differenzen, nicht den absoluten Betrag der Entropie, und daher muß man auch hier dabei stehen bleiben, daß in dem Wert der Entropie noch eine additive Konstante unbestimmt bleibt. Dies wird uns aber doch nicht hindern, auch von der Entropie, ebenso wie von der Energie, als einer durch den Zustand selber bestimmten Größe zu sprechen.

Soweit die klassische Thermodynamik. Bevor wir weiter gehen, wende ich mich noch zu einigen spezielleren Anwendungen.

Für isotherme Vorgänge, die in der physikalischen Chemie eine besonders wichtige Rolle spielen, ist die Temperatur T konstant, und es folgt aus der letzten Entropiegleichung (2) mit Benutzung der Energiegleichung (1):

$$\Delta U - T \cdot \Delta S = \Sigma A.$$

Setzt man also zur Abkürzung die Größe

$$U - TS = F,$$

so kann man schreiben:

$$\Delta F = \Sigma A. \tag{3}$$

Bei isothermen reversibeln Prozessen gilt also von der geleisteten äußeren Arbeit ΣA das nämliche, was bei beliebigen Prozessen für die Summe von äußerer Arbeit und Wärme $\Sigma A + \Sigma Q$ gilt: sie ist unabhängig von dem Wege, auf welchem die Überführung vorgenommen wird, und zwar ist sie gleich der Differenz der Werte, welche die Größe F am Ende und am Anfang des Prozesses besitzt. Diese Größe F hat daher bei den genannten Prozessen für die äußere, frei verwandelbare Arbeit ganz dieselbe Bedeutung, wie im allgemeinen Fall die Energie U für die Summe von äußerer Arbeit und Wärme, weshalb sie auch nach Helmholtz die „freie Energie" genannt wird, im Gegensatz zur gesamten Energie U. Speziell für Kreisprozesse ist $\Delta F = 0$, also $\Sigma A = 0$.

Nehmen wir schließlich noch an, daß der reversible Prozeß nicht nur isotherm, sondern auch isobar, d. h. bei konstantem Druck p verläuft, so läßt sich die äußere Arbeit unmittelbar angeben:

$$\Sigma A = -p \cdot \Delta V,$$

wobei ΔV die durch den Prozeß bewirkte Volumenänderung des betrachteten Körpersystems bezeichnet. Dann haben wir:

$$\Delta U - T \cdot \Delta S + p \cdot \Delta V = 0,$$

oder

$$\Delta(U - TS + pV) = 0, \tag{4}$$

welche Gleichung besagt, daß bei reversibeln isotherm-isobaren Zustandsänderungen die Größe

$$U - TS + pV = P$$

sich gar nicht ändert, d. h. konstant bleibt.

Das Anwendungsgebiet dieses einfachen Satzes erstreckt sich insbesondere auf die Fälle der Aggregatzustandsänderung: Verdampfung, Schmelzung, Sublimation, oder auch Umwandlung einer Substanz in eine allotrope Modifikation, insofern die Umwandlung reversibel, isotherm und isobar erfolgt. Wir können den Satz auch so ausdrücken, daß bei zwei koexistierenden Phasen eines bestimmten Stoffes die Größe P, die gewöhnlich als thermodynamisches Potential bezeichnet wird, auf eine bestimmte Masse bezogen, in beiden Phasen den nämlichen Wert besitzt. Sobald der Ausdruck von P bekannt ist, läßt sich mithin die Bedingung des Gleichgewichts zweier aneinander grenzenden Phasen angeben, und damit die wichtigste unter allen Fragen der Phasenlehre beantworten.

Nun enthält der Ausdruck von P, wie man sieht, die Größen U und S, und da in diesen je eine additive Konstante unbestimmt ist, so bleiben in dem Wert von P zwei Glieder unbestimmt; die klassische Thermodynamik kennt kein Mittel, um diese Lücke allgemein auszufüllen. Nicht als ob dadurch die Bedeutung des thermodynamischen Potentials illusorisch würde. Denn eine Konstante, auch wenn ihre Größe völlig unbestimmt ist, hat natürlich wichtige Eigenschaften vor einer Variablen voraus. Aber wir sehen doch, daß die Frage nach dem Gleichgewicht koexistierender Phasen durch die klassische Thermodynamik insofern nicht vollständig beantwortet wird, als es ihr nicht möglich ist, das Gesetz für das Gleichgewicht durch eine Bedingungsgleichung auszudrücken, in welcher nur solche Größen

vorkommen, die sich auf meßbare Eigenschaften der einzelnen Phasen beziehen. —

Dieses war der Stand der Theorie, als vor nunmehr gerade sechs Jahren W. Nernst mit einer neuen und überraschenden Hypothese hervortrat, deren Bedeutung, kurz zusammengefaßt, darin besteht, daß sie die von der klassischen Thermodynamik in dem Ausdruck der Entropie S noch unbestimmt gelassene additive Konstante auf eine sehr einfache Weise ganz allgemein festlegt.

Um die Fruchtbarkeit dieses Nernstschen Wärmetheorems in ihrem vollen Umfange würdigen zu können, halte ich es für das beste, seinen Inhalt gleich in derjenigen Fassung auszusprechen, die nach meiner Meinung die weitgehendste und zugleich die einfachste ist. Dieselbe besagt, daß die Entropie eines kondensierten (d. h. festen oder flüssigen) chemisch einheitlichen Stoffes beim Nullpunkt der absoluten Temperatur den Wert Null besitzt.

Auf den ersten Anblick sieht dieser Satz auch wieder wie eine Definition aus; denn da es doch in der Thermodynamik immer nur auf Differenzen der Entropie ankommt, so scheint die allgemeine Fixierung der additiven Konstanten für die Messungen belanglos zu sein. Aber diese Vermutung erweist sich schon deshalb als unzutreffend, weil ein kondensierter Stoff in verschiedenen Modifikationen oder Aggregatzuständen auftreten kann, und man von vornherein durchaus nichts darüber weiß, ob seine Entropie beim Nullpunkt der absoluten Temperatur unabhängig ist von der Modifikation und vom Aggregatzustand, wie es das Nernstsche Wärmetheorem verlangt. Seine Tragweite wird am deutlichsten zum Ausdruck kommen, wenn ich mich nun zur Behandlung einiger spezieller Beispiele wende, wobei ich zum besseren Vergleich jedesmal zuerst die aus der klassischen Thermodynamik allein zu ziehenden Folgerungen, sodann die durch das Nernstsche Wärmetheorem gelieferte Ergänzung derselben besprechen werde.

Zur Berechnung der Entropie S eines kondensierten Körpers liefert nach der Gleichung (2) die klassische Thermodynamik die Beziehung:

$$S = \int \frac{C_p \, dT}{T},$$

(C_p die Wärmekapazität bei konstantem Druck, die Integration bei konstantem Druck zu vollziehen).

Die obere Grenze des Integrals ist T, die untere wird von der klassischen Thermodynamik unbestimmt gelassen, das Nernstsche Wärmetheorem aber fordert als untere Grenze Null, so daß die Entropie vollständig lautet:

$$S = \int_0^T \frac{C_p \, dT}{T}. \qquad (5)$$

Aus dieser Gleichung folgt vor allem, daß C_p für $T = 0$ verschwindet, und damit ergibt sich als erste weitreichende Folgerung, daß die Wärmekapazitäten aller kondensierten Stoffe mit abnehmender Temperatur gegen den Wert Null konvergieren, — ein Satz, der noch vor zehn Jahren recht seltsam angemutet hätte, der aber in neuerer Zeit namentlich durch die Messungen von Nernst und seinen Schülern in auffallender Weise bestätigt worden ist.

In engem Zusammenhang damit steht der andere allgemeine Satz, daß der thermische Ausdehnungskoeffizient eines jeden kondensierten Körpers beim absoluten Nullpunkt der Temperatur verschwindet. Wenn dieser Satz auch durch die bisherigen Messungen nicht so zur Evidenz gebracht ist wie der vorige, so sind doch auch jetzt schon gewisse Anzeichen für seine Allgemeingültigkeit vorhanden.

Betrachten wir nun weiter die Aggregatzustandsänderung bezw. die Umwandlung zweier allotroper Modifikationen eines kondensierten Körpers. Für das Gleichgewicht der beiden aneinander grenzenden Phasen liefert die klassische Thermodynamik die Beziehung (4), oder, wenn wir die zweite Phase durch Striche bezeichnen:

$$U' - U - T(S' - S) + p(V' - V) = 0. \qquad (6)$$

Hier ist $U' - U + p(V' - V)$ gleich der Umwandlungswärme r. Wir erhalten also als Bedingung des Gleichgewichts der beiden Phasen mit Benutzung von (5):

$$r - T \cdot \int_0^T \frac{C'_p - C_p}{T} \cdot dT = 0. \qquad (7)$$

Wenn die Umwandlungswärme r und die spezifischen Wärmen C'_p und C_p in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur bekannt sind, so läßt sich hieraus die Schmelztemperatur bez. die Umwandlungstemperatur des Körpers berechnen. Die klassische Thermodynamik allein vermag dies nicht zu leisten; denn sie läßt die untere Grenze des Integrals unbestimmt.

So z. B. ist für die Umwandlung von rhombischem im monoklinen Schwefel nach den Messungen von Broensted in Kalorien annähernd:

$$r = 1{,}57 + 1{,}15 \cdot 10^{-5} \cdot T^2$$

und

$$C'_p - C_p = \frac{\partial r}{\partial T} = 2{,}3 \cdot 10^{-5} \cdot T.$$

Daraus folgt nach (7) für die Umwandlungstemperatur:

$$T = 369{,}5,$$

während die direkte Messung 368,4 ergab.

Für ein chemisch einheitliches Gas im idealen Zustande liefert die klassische Thermodynamik als Ausdruck der Entropie:

$$S = n\,(C_p \ln T - R \ln p + k), \qquad (8)$$

wobei n die Molzahl, p den Druck, C_p die Molwärme bei konstantem Druck, R die absolute Gaskonstante und k eine unbestimmt bleibende Konstante bedeutet. Beim Nullpunkt der absoluten Temperatur ist die Entropie offenbar nicht Null, sondern negativ unendlich.

Das Nernstsche Wärmetheorem präzisiert diesen Ausdruck noch weiter dahin, daß die Konstante k einen ganz bestimmten meßbaren Wert besitzt, der für alle physikalisch-chemischen Eigenschaften des Gases charakteristisch ist und daher als die chemische Konstante des Gases bezeichnet werden kann.

Zur Berechnung von k eignet sich in der Regel am besten die Messung der Dampfspannung. Für das Gleichgewicht von Flüssigkeit und Dampf liefert nämlich die Gleichung (6), in Verbindung mit (5) und (8), wenn die Molwärme C'_p sich auf den dampfförmigen Aggregatzustand bezieht:

$$\frac{r}{T} - C'_p \ln T + R \ln p - k + \int_0^T \frac{C_p}{T}\,dT = 0.$$

Diese Gleichung ergibt für jede Flüssigkeit die Spannung ihres gesättigten Dampfes p als Funktion der Temperatur T, insoweit der Dampf als ideales Gas behandelt werden darf. Sie ist schon durch zahlreiche Messungen bestätigt worden, und hat zur mehr oder minder angenäherten Berechnung der Konstanten k für eine Reihe von Gasen und Dämpfen geführt. Doch über alles dieses wird uns hoffentlich am 6. Januar Herr Kollege Nernst selber hier vollständigeren Bericht erteilen.

Das Nernstsche Wärmetheorem scheint aber nicht nur für chemisch einheitliche Stoffe sondern auch für Mischungen und Lösungen weittragende Bedeutung zu besitzen. Allerdings ist die Entropie einer Lösung, auch einer kondensierten, beim Nullpunkt der absoluten Temperatur nicht Null, sondern in bestimmter Weise von den Konzentrationen der gelösten Stoffe abhängig, aber deshalb bleibt doch der Satz bestehen, daß sowohl die Wärmekapazität als auch der thermische Ausdehnungskoeffizient einer jeden kondensierten Lösung beim Nullpunkt der absoluten Temperatur verschwindet, in Übereinstimmung mit den bisher vorliegenden Erfahrungen.

Zum Nachweis weiterer Anwendungen möchte ich einige Beispiele herausgreifen. Für das chemische Gleichgewicht verschiedener aufeinander reagierender Molekülgattungen innerhalb einer Lösung liefert bekanntlich die klassische Thermodynamik die Bedingung des Massenwirkungsgesetzes:

$$\frac{c_1^{\nu_1}\, c_2^{\nu_2}\, c_3^{\nu_3} \cdots}{{c'_1}^{\nu'_1}\, {c'_2}^{\nu'_2}\, {c'_3}^{\nu'_3} \cdots} = K,$$

wobei die Konzentrationen c den bei der Reaktion entstehenden, die Konzentrationen c' den bei der Reaktion verschwindenden Molekülgattungen entsprechen, während die Größen die Zahlen der an der Reaktion beteiligten Moleküle bedeuten. Die Größe K ist unabhängig von den Konzentrationen und durch die Temperatur und den Druck bestimmt.

Über den absoluten Wert von K vermag die klassische Thermodynamik nichts auszusagen, nur ihre Abhängigkeit von Temperatur und Druck läßt sich angeben. So gilt für die Abhängigkeit von der Temperatur die bekannte van't Hoffsche Beziehung

$$\frac{\partial \ln K}{\partial T} = \frac{r}{RT^2}.$$

Das Nernstsche Wärmetheorem aber geht weiter. Für den Fall, daß die Lösung kondensiert ist, gilt nämlich direkt:

$$R \cdot \ln K = \int_0^T \frac{\partial r}{\partial T} \cdot \frac{dT}{T} - \frac{r}{T},$$

so daß es nur der Messung der Wärmetönung r bei verschiedenen Temperaturen bedarf, um das Gesetz des chemischen Gleichgewichts vollständig zu bestimmen. Wenn die Lösung dagegen gasförmig ist, gehen in den Ausdruck von K noch die chemischen Konstanten k der gasförmigen Molekülgattungen und der Druck p ein.

Besonders einfach wird der Fall für $r = 0$, d. h. für eine thermoneutrale Reaktion. Hierfür besagt die klassische Thermodynamik nur, daß die Gleichgewichtskonstante K unabhängig ist von der Temperatur, ihre absolute Größe läßt sie gänzlich unbestimmt. Das Nernstsche Wärmetheorem aber verlangt, wie man sieht, daß für eine kondensierte Lösung $K = 1$ ist.

Der Fall der Thermoneutralität findet sich in aller Strenge verwirklicht beim Übergang eines Körpers in eine enantiomorphe Form, z. B. bei der Umwandlung einer optisch aktiven Molekülgattung in ihre Antipode. Daher befindet sich eine gegenseitige Lösung der beiden entgegengesetzt aktiven Verbindungen nur dann im stabilen Gleichgewicht, wenn sie ein raze-

misches, optisch inaktives Gemisch bildet, — eine Folgerung, welche bestätigt wird durch die Erfahrung, daß optisch aktive Verbindungen sich bei Erwärmung häufig von selbst in das Razemat verwandeln. Daß dies nicht in allen Fällen und nicht schon bei gewöhnlicher Temperatur stattfindet, ist als eine der vielen in der Thermodynamik bekannten Verzögerungserscheinungen aufzufassen. Andere Umwandlungen, die wenigstens angenähert den Charakter der Thermoneutralität besitzen, sind von J. H. van't Hoff in seiner letzten der hiesigen Akademie der Wissenschaften vorgelegten Arbeit, den Studien über synthetische Fermentwirkung, untersucht, und auch bei ihnen die Beziehung $K=1$ geprüft und bestätigt gefunden worden. —

So stellt sich uns, alles in allem, das Nernstsche Wärmetheorem, indem es den absoluten Wert der Entropie festlegt, als eine prinzipielle Ergänzung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik dar, welche in jedem einzelnen vorliegenden Falle eine exakte Formulierung und daher auch eine exakte Prüfung gestattet. Wie den beiden Hauptsätzen, so würde auch ihm eine einzige Ausnahme seinen Rang nehmen, und eben darauf beruht seine eminente Bedeutung für die Thermodynamik.

Man könnte hier mit gewissem Rechte die Frage aufwerfen, warum denn nicht, was für den zweiten Hauptsatz gilt, auch für den ersten zutrifft, d. h. warum nicht auch die Festlegung des absoluten Wertes der Energie, wie sie gemäß einer oben von mir gemachten Bemerkung durch das Prinzip der Relativität erfolgt, von ähnlichen weittragenden Folgen für die Thermodynamik begleitet ist. In der Tat: wenn sich die Energie eines jeden Stoffes einzeln nach ihrem absoluten Betrage messen läßt, so berechnet sich daraus unmittelbar durch Subtraktion die Wärmetönung bei der Reaktion irgend zweier Stoffe. Das ist gewiß unbestreitbar; aber leider entspricht der prinzipiellen Bedeutung dieses Satzes nicht die praktische. Denn um die Methode thermodynamisch verwerten zu können, müßte man die träge Masse eines Stoffes bis auf ein Milliontel Milligramm genau messen können. Dann müßte sich allerdings ergeben, daß z. B. Wasserdampf eine merklich kleinere Masse besitzt als Knallgas bei derselben Temperatur. — Man soll nie behaupten, daß etwas, was logisch zulässig ist, für alle Zeiten außer dem Bereich der Möglichkeit liegt; aber vorläufig dient uns diese Überlegung doch nur als ein weiterer Beleg dafür, daß der Wert eines Satzes nicht nur von seiner Richtigkeit, sondern auch von seiner Fruchtbarkeit abhängt.

II.

Welches ist nun aber der eigentliche, tiefere physikalisch-chemische Sinn des Nernstschen Wärmetheorems? Es ist wohl heute nicht mehr nötig, am allerwenigsten vor einer Versammlung von Chemikern, des weiteren auszuführen, daß die Frage nach der atomistischen Bedeutung eines solchen fundamentalen Satzes eine berechtigte und notwendige ist; und zwar nicht nur, weil sie größere Anschaulichkeit verspricht, sondern hauptsächlich, weil sie allein dazu verhelfen kann, in dem bunten Wechselspiel der Erscheinungen Gesetzmäßigkeiten und Zusammenhänge aufzudecken, die von der reinen Thermodynamik überhaupt nicht berührt werden. Freilich gerät man hier gleich von vornherein in ein neues, fremdes Land der Hypothesen, und wenn ich nun den Versuch mache, Sie hier auf einen gangbaren Weg zu geleiten, so muß ich gleich von vornherein bekennen, daß die merkwürdigen und verlockenden Ausblicke, die uns die Verfolgung dieses Weges bieten wird, noch sehr der weiteren Klärung im einzelnen bedürfen. Um so wichtiger erscheint es, noch einmal hervorzuheben, daß die Frage nach der Gültigkeit des Nernstschen Wärmetheorems von den atomistischen Hypothesen ganz unabhängig behandelt und beantwortet werden kann. Denn dazu reicht die oben besprochene rein thermodynamische Theorie vollkommen aus.

Da das Nernstsche Wärmetheorem ein Entropiesatz ist, so kann es keinem Zweifel unterliegen, daß seine atomistische Bedeutung nur im Zusammenhang mit der atomistischen Bedeutung der Entropie, d. h. mit der atomistischen Bedeutung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zu verstehen ist. Und ebensowenig kann es seit den grundlegenden Arbeiten von L. Boltzmann zweifelhaft sein, daß im Lichte der Atomistik der zweite Hauptsatz ein Wahrscheinlichkeitssatz, die Entropie eine Wahrscheinlichkeitsgröße ist. Der thermodynamische Satz: bei jedem irreversibeln Prozeß nimmt die Entropie der beteiligten Körper zu, heißt in atomistische Sprache übersetzt: durch jeden natürlichen Vorgang werden die daran beteiligten Körper in einen Zustand von größerer Wahrscheinlichkeit übergeführt. Demnach ist die Entropie einfach als ein allgemeines Maß für die Wahrscheinlichkeit zu betrachten, und in der Tat hat Boltzmann gezeigt, wie man die aus der Thermodynamik wohlbekannte Entropie eines Gases ganz unabhängig von aller Thermodynamik berechnen kann lediglich durch Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen, d. h. durch Anwendung der elementaren Sätze der

Kombinationslehre. Man hat dann nur den Logarithmus der Wahrscheinlichkeit eines Zustandes proportional der Entropie dieses Zustandes zu setzen. Diese einfache Beziehung zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit, als allgemein gültig angenommen, enthält offenbar die vollständige Erklärung des zweiten Hauptsatzes vom Standpunkt der Atomistik.

Für unsere heutigen Zwecke ist nun von besonderem Interesse die in dem Ausdruck der Entropie von der klassischen Thermodynamik noch unbestimmt gelassene additive Konstante. Denn da das Nernstsche Wärmetheorem, wie wir gesehen haben, die absolute Bestimmung dieser Konstanten gestattet, so dürfen wir hoffen, der atomistischen Bedeutung des Nernstschen Wärmetheorems gerecht werden zu können, wenn wir nach der atomistischen Bedeutung dieser Konstanten fragen, d. h. wenn wir in dem atomistischen Bilde, welches nach Boltzmann zur Berechnung der Entropie verwendet wird, denjenigen eigentümlichen Zug ausfindig zu machen suchen, der zu der Unbestimmtheit der additiven Konstanten in dem Ausdruck der Entropie Anlaß gibt.

Zu diesem Zwecke müssen wir auf die Art der Berechnung der Wahrscheinlichkeit etwas näher eingehen. Es handle sich beispielsweise um ein ideales Gas vom Volumen 1 in einem Zustand bestimmter Gesamtenergie, und um die Berechnung der Wahrscheinlichkeit dieses Zustandes. Dieselbe kann man nach Boltzmann auf folgende Weise finden. Man stelle die Gesamtenergie des Gases U durch eine geradlinige Strecke dar, und teile diese Strecke in eine sehr große Anzahl gleicher kleiner Abschnitte; jeder dieser Abschnitte bedeutet dann ein sehr kleines Energieintervall, welches sich erstreckt von einem bestimmten zwischen 0 und U liegenden Wert der Energie bis zu einem sehr wenig davon verschiedenen Wert. Dann kann man offenbar jeden beliebigen Zustand der Gasmoleküle illustrieren durch ein Ziffernbild, indem man sich die Moleküle numeriert denkt, und zu jedem Energieintervall die Nummern derjenigen Moleküle notiert, deren Energie in dieses Intervall fällt. Die gesuchte Wahrscheinlichkeit ist dann die Anzahl aller verschiedenartigen Ziffernbilder, welche bei der gegebenen Gesamtenergie U des Gases möglich sind, und die Entropie ist proportional dem Logarithmus der Wahrscheinlichkeit.

In dem geschilderten Verfahren ist jeder einzelne Schritt ganz bestimmt vorgeschrieben, mit einer einzigen Ausnahme: es fehlt eine Festsetzung über die Größe der benutzten Energieintervalle. Nun erkennt man aber leicht, daß die so berechnete Größe der Wahrscheinlichkeit ganz wesentlich bedingt ist durch die Anzahl dieser kleinen Intervalle, welche als Maß für die Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit dienen. Je kleiner diese Elementargebiete gewählt werden, um so größer wird offenbar ihre Anzahl, und um so größer auch die gesuchte Wahrscheinlichkeit. Läßt man also die Größe der Elementargebiete unbestimmt, so bleibt in dem Ausdruck der Wahrscheinlichkeit eine gewisse Proportionalitätskonstante, und in dem Ausdruck der Entropie, als dem Logarithmus der Wahrscheinlichkeit, eine gewisse additive Konstante unbestimmt.

Hier haben wir also die Antwort auf die gestellte Frage. Die in dem Ausdruck der Entropie von der klassischen Thermodynamik unbestimmt gelassene additive Konstante entspricht, vom atomistischen Standpunkt aus betrachtet, der Unbestimmtheit der für die Berechnung der Entropie benutzten Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit; und da das Nernstsche Wärmetheorem den Wert dieser Konstanten eindeutig festlegt, so ist der physikalische Inhalt des Nernstschen Wärmetheorems, ganz allgemein gesprochen, dieser, daß die Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit nicht beliebig klein sind, sondern eine ganz bestimmte, in vielen Fällen direkt angebbare Größe besitzen.

Wenn nun auch in dem geschilderten Gedankengang sich kaum ein angreifbarer Punkt finden lassen dürfte, wofern man überhaupt an dem Boltzmannschen Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit festhalten will, so muß man doch sagen, daß das Resultat, zu dem wir hier gelangt sind, für jeden, der sich näher mit dem Studium molekularer Vorgänge beschäftigt, etwas Seltsames und äußerst Befremdendes hat. Denn für die Abgrenzung ganz bestimmter Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit bieten die bisherigen atomistischen Theorien nicht den geringsten Anhaltspunkt; ja ob einer solchen Abgrenzung überhaupt ein physikalischer Sinn untergelegt werden kann, dürfte auf den ersten Anblick noch recht zweifelhaft, wenn nicht ausgeschlossen erscheinen. Und es wäre wohl sehr die Frage, ob es nicht allzu gewagt ist, auf dem neuen Wege noch weiter vorwärts zu schreiten, wenn nicht merkwürdigerweise von einer anderen Seite her Untersuchungen ganz anderer Art gerade auf den nämlichen Weg führen würden.

Wir sehen hier wieder einmal den in der Geschichte der Wissenschaften nicht selten eintretenden Fall verwirklicht, daß eine neue entwicklungsfähige Idee an verschiedenen, in keiner Verbindung miteinander stehenden Orten

fast gleichzeitig emporkeimt, und daß sich ihre Entwicklung eine Zeitlang an den verschiedenen Orten in ganz verschiedenen Formen selbständig vollzieht, bis sich schließlich die Erkenntnis ihrer Einheit überall Bahn bricht. Ist dann einmal die Verschmelzung vollzogen, so vermögen die verschiedenen Methoden sich gegenseitig ihre Stoßkraft zu leihen und dadurch zugleich ihre eigene Leistungsfähigkeit zu verstärken.

In der Theorie der **Wärmestrahlung** hatte der krasse Widerspruch, der zwischen der Strahlungsformel der klassischen Dynamik und den Ergebnissen der Messungen besteht, ebenfalls zu der eigentümlichen Folgerung geführt, daß für die strahlende Wärme ganz bestimmte Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit existieren, und der Vergleich mit den Beobachtungen hatte sogar die Größe dieser Elementargebiete, das universelle Wirkungsquantum, mit erheblicher Genauigkeit zu berechnen gelehrt. Selbst wenn man geneigt sein sollte, dieses Zusammentreffen für einen bloßen Zufall zu halten, so mußte es doch wenigstens von Interesse erscheinen, diese auf gänzlich verschiedenen Gebieten gewonnenen Ergebnisse miteinander zu vergleichen. Das ist denn auch geschehen, und zwar mit einem Erfolge, wie man ihn bei der Verschiedenheit der Objekte nicht besser hätte erwarten können.

Zunächst hat sich durch Vergleichung der Strahlungsgesetze mit den Gasgesetzen eine Methode ergeben zur Berechnung der Elementarquanta der Materie und der Elektrizität, die an Genauigkeit mit den feinsten direkten Messungen wetteifert. Sollte auch diese Übereinstimmung nur auf Zufall beruhen? Aber noch mehr. A. Einstein auf der einen, W. Nernst und F. A. Lindemann auf der anderen Seite haben gefunden, daß mit Hilfe des universellen Wirkungsquantums die spezifische Wärme einer ganzen Reihe von festen Körpern, sowohl absolut als auch in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur, berechnet werden kann, falls man den Körpern gewisse molekulare Eigenschwingungen zuschreibt, und die so berechneten Eigenschwingungen stimmen für einige Stoffe, wie $NaCl$, KCl, KBr, mit den von H. Rubens und H. Hollnagel optisch gemessenen Eigenschwingungen mit aller nur wünschenswerten Genauigkeit überein.

Angesichts dieser Ergebnisse erscheint es doch wohl kaum mehr gestattet, hier noch von einem Zufall zu sprechen. Aber wie man auch hierüber sonst denken möge, unter allen Umständen erweist es sich jetzt als eine ebenso bedeutungsvolle wie lockende Aufgabe, der Hypothese, daß für die thermodynamische Wahrscheinlichkeit gewisse ganz bestimmte Elementargebiete existieren — denn dahin möchte ich den eigentlichen Inhalt der sogenannten Quantenhypothese zusammenfassen — weiter auf den Grund zu gehen und nach ihrer tieferen physikalischen Bedeutung zu suchen.

Das ist nun ein außerordentlich schwieriges Problem. Denn so einfach es in vielen Fällen ist, die Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit zu berechnen — für Gase hat O. Sackur unlängst eine solche Berechnung ausgeführt —, so verwickelt gestaltet sich die Frage nach ihrem physikalisch-chemischen Ursprung. Man muß nämlich bedenken, daß hier die Aufgabe vorliegt, aus einem lediglich statistischen Gesetz Schlüsse zu ziehen auf das dynamische Gesetz, d. h. auf den Kausalzusammenhang der Einzelvorgänge. Eine Aufgabe von ähnlicher Art wie etwa die, aus der Geschwindigkeit einer chemischen Reaktion auf die zwischen den reagierenden Molekülen wirkenden chemischen Kräfte zu schließen. Naturgemäß bieten sich hier von vornherein eine ganze Reihe von Möglichkeiten dar, und es ist nicht zu verwundern, daß die Ansichten der verschiedenen Forscher darüber heute noch weit auseinandergehen.

Die einfachste, sozusagen naivste Erklärung wäre jedenfalls die, daß die Energie selber eine atomistische Struktur besitzt; dann wäre natürlich die Existenz bestimmter diskreter Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit ohne weiteres erklärt. Aber von der Durchführung einer derartigen Anschauung kann schon deshalb nicht die Rede sein, weil wir uns die kinetische Energie einer geradlinig fortschreitenden Bewegung unmöglich als unstetig veränderlich denken können. Dagegen wird mehrfach die Ansicht vertreten, daß die Energie der elektromagnetischen Wellenstrahlung, oder daß wenigstens die Schwingungsenergie der Elektronen, welche zugleich die Quelle der Wärmestrahlung bildet, atomistisch konstituiert ist, insofern sie stets ein ganzes Vielfaches eines bestimmten Energiequantums ausmachen soll. Zu der letztgenannten Annahme habe ich mich früher selber bekannt, bin aber jetzt davon zurückgekommen, weil ich auch sie noch für zu radikal halte, um mit ihr in allen Fällen auskommen zu können.

Man braucht aber auch gar nicht so weit zu gehen. Die Quantenhypothese verlangt nur, daß in den elementaren Gesetzen, welche die atomistischen Kräfte beherrschen, gewisse Diskontinuitäten verborgen liegen, aus denen dann die diskreten Gebiete der Wahrscheinlichkeit resultieren. Über die Natur dieser Diskontinuitäten läßt sich von vornherein nichts sagen; namentlich ist zu beachten, daß die quantenhafte Struktur sich zunächst nicht auf die Ener-

gie, sondern auf die Wahrscheinlichkeit bezieht. Von Energiequanten kann man überhaupt nur bei periodischen Vorgängen sprechen. Nach meiner Meinung kann man der Quantenhypothese vollkommen Rechnung tragen, wenn man bei einem periodisch schwingenden molekularen Oszillator nur die Emission der Energie quantenhaft, dagegen die Absorption, wenigstens bei der strahlenden Wärme, als vollkommen stetig verlaufend ansieht. Für nichtperiodische Vorgänge hat kürzlich A. Sommerfeld die Grundzüge einer sehr kühnen und sehr interessanten Quantentheorie entworfen, in welcher naturgemäß nur Wirkungsquanten, keine Energiequanten eine Rolle spielen.

Man darf diese schillernde Mannigfaltigkeit der Ansichten nicht zuungunsten der Quantenhypothese selber auslegen. Im Gegenteil: gerade wenn nach möglichst vielen Richtungen Umschau gehalten wird, wenn jeder Forscher, unbeirrt durch Einwürfe, die er nicht für stichhaltig ansieht, seinen eigenen Weg weiter verfolgt, auf Gebieten, in denen er selber sich am sichersten fühlt, dürfen wir am ersten hoffen, daß der wahre Charakter der Hypothese sich offenbaren wird. So sind in der Tat nach und nach außer der Wärmestrahlung und der spezifischen Wärme eine große Anzahl weiterer physikalischer Vorgänge in Beziehung zur Quantenhypothese gebracht worden: der Dopplereffekt bei den Kanalstrahlen, der lichtelektrische Effekt, die Ionisierungsspannung, die Erzeugung der Röntgenstrahlen und γ-Strahlen nebst ihrer Umkehrung: der Auslösung sekundärer Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlen, der elektrische Leitungswiderstand, die thermoelektrischen Kräfte, das Bildungsgesetz der spektralen Serienlinien, die Elektronenemission bei chemischen Reaktionen — überall kann man, wenigstens bei einigem guten Willen, dem einstweilen noch sehr geheimnisvollen Walten des universellen Wirkungsquantums auf die Spur kommen. Ja, die merkwürdige, von O. Hahn und seinen Mitarbeitern festgestellte Tatsache, daß eine radioaktive Substanz, wenn sie nur chemisch einheitlich ist, β-Strahlen von ganz bestimmten Geschwindigkeiten aussendet, scheint die Quantenemission sozusagen ad oculos zu demonstrieren.

Das meiste bleibt freilich noch zu tun, und mancher scheinbar verheißungsvolle Befund wird wohl noch als taube Blüte vom Baum der Erkenntnis abfallen; aber der Anfang ist gemacht: die Quantenhypothese wird nicht mehr aus der Welt verschwinden. Dafür sorgen schon die Gesetze der Wärmestrahlung. Und ich glaube nicht zu weit zu gehen, wenn ich der Meinung Ausdruck gebe, daß mit dieser Hypothese das Fundament gelegt ist zum Bau einer Theorie, welche dereinst bestimmt sein wird, die Einzelheiten der feinen schnellen Vorgänge der Molekularwelt mit neuem Licht zu durchdringen.

(Eingegangen 19. Dezember 1911.)

BESPRECHUNGEN.

M. Laue, Das Relativitätsprinzip. gr. 8. X u. 208 S. mit 14 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1911. M. 6.50, geb. M. 7.20

Die durch die berühmte Arbeit Einsteins vom Jahre 1905 begonnene und seitdem in einer großen Anzahl von Untersuchungen bis zu einem gewissen Abschluß gebrachte Revision der Prinzipien der Mechanik und Physik, welche durch die Entdeckung der Relativität der optischen Erscheinungen gefordert wurde, ist in dem Laueschen Werke zum ersten Male im Zusammenhange dargestellt. Das Buch wendet sich an einen mathematisch geschulten Leserkreis; es ist bei der außerordentlichen Knappheit und Präzision der Darstellung keine leichte Lektüre.

Nach einer kurzen Aufzählung und Beschreibung derjenigen Erscheinungen aus der Optik und Elektrodynamik bewegter Körper, die den Anlaß zur Aufstellung des Relativitätsprinzips gegeben haben (wie die Versuche von Fizeau, Röntgen, Eichenwald usw., die Dopplersche Erscheinung, der Versuch von Michelson usw.), werden die älteren Theorien, die zur Erklärung dieser Beobachtungen von Hertz, Lorentz, Cohn aufgestellt worden sind, erläutert und hinsichtlich des Umstandes kritisiert, wie weit sie von der beobachteten Unabhängigkeit der optischen und elektrischen Erscheinungen von der Erdbewegung Rechenschaft geben. Indem dann diese Tatsache der Relativität zum Prinzip erhoben wird, gelangt man zur Einsteinschen Kinematik, die im dritten Kapitel dargestellt wird. Dabei widmet der Verfasser der Veranschaulichung der Raum-Zeit-Transformationen durch Bewegungen von Lichtsignalen nur geringen Raum, um dann gleich zu der Minkowskischen Interpretation der Transformationen als Bewegungen in der aus Raum und Zeit gebildeten vierdimensionalen „Welt" überzugehen. Zur mathematischen Darstellung dieser Beziehungen entwickelt er eine vierdimensionale Vektorrechnung, die sich der Form nach mehr an die Sommerfeldsche als die Minkowskische Symbolik anschließt; eigentümlicherweise scheint überhaupt Minkowskis Matrizenkalkül trotz seiner formalen Einfachheit und größeren Allgemeinheit gegenüber der Gewohnheit der Vektorbezeichnungen sich in der mathematischen Physik nicht behaupten zu können.

Mit den gewonnenen Hilfsmitteln wird zuerst die Transformation des elektromagnetischen Feldes im leeren Raume ausgeführt. Besonderen Wert legt dabei der Verfasser auf die Behandlung des Energie- und Impulssatzes, die in der Relativitätstheorie aus einer gemeinsamen Wurzel entspringen. Die Fruchtbarkeit

der Transformationsmethode wird durch die außerordentlich einfache Ableitung der Aberration, des Dopplerschen Prinzips, der Gesetze der Reflexion an bewegten Spiegeln erwiesen, den Fundamentalerscheinungen der Optik bewegter Körper. Es folgen Anwendungen auf die Elektrodynamik gleichförmig bewegter Ladungen, darunter die Berechnung des Feldes, der Energie, des Impulses des Elektrons. Über den Rahmen der durch bloße Transformation zu gewinnenden Gesetze hinaus geht der letzte Abschnitt dieses Kapitels, in welchem das Feld und die energetischen Verhältnisse für ungleichförmig bewegte Ladungsträger untersucht werden, wobei als der einzige, einer elementaren Behandlung zugängliche Fall die gleichförmig beschleunigte oder Hyperbelbewegung durchgerechnet wird; dabei erhält man eine einfache Ableitung der elektromagnetischen Trägheit des Elektrons.

Der Übergang von den Elektronenvorgängen im reinen Äther zur Elektrodynamik der ponderablen Materie durch Mittelwertsbildung vermeidet der Verfasser, weil dieser Weg nach seiner Ansicht noch nicht befriedigend durchgeführt ist. Er schließt sich vielmehr dem ursprünglichen Gedankengang Minkowskis an, der zu den Grundgleichungen für bewegte Körper durch die Forderungen gelangt, daß sie gegen Lorentz-Transformationen invariant sein und im Falle der Ruhe in die gewöhnlichen Maxwellschen Gleichungen übergehen sollen. Daß die so gewonnene Theorie mit der Erfahrung durchaus übereinstimmt, wird durch Diskussion der in Betracht kommenden Versuche von Wilson und Eichenwald gezeigt. In den Ansätzen für die ponderomotorischen Kräfte, die Energie und den Impuls weicht der Verfasser von Minkowski ab, indem er sich mehr Abrahams Vorschlägen anschließt und den vierdimensionalen Spannungstensor symmetrisch annimmt. Damit hängt aufs engste die Darstellung der allgemeinen Dynamik zusammen, die den Inhalt des letzten Abschnitts bildet. Nicht die Dynamik des Massenpunktes wie in der gewöhnlichen Mechanik, sondern die des Kontinuums ist der Ausgangspunkt der Betrachtung. Der Spannungszustand wird, analog wie in der Elektrodynamik, durch einen vierdimensionalen Tensor beschrieben, dessen Symmetrie ein Ausdruck ist für den Planckschen Satz von der „Trägheit der Energie". Daß diese Ansätze der Erfahrung nicht widersprechen, folgt daraus, daß sich die klassische Mechanik als Grenzfall für Geschwindigkeiten, die klein sind im Verhältnis zu der des Lichtes, herausstellt. Nachdem die Theorie an einigen speziellen Fällen erläutert ist, wird sie durch Berücksichtigung der thermodynamischen Verhältnisse wesentlich verallgemeinert; dabei werden nach Planck die Grundgleichungen aus einem dynamischen Potential mit Hilfe des Prinzips der kleinsten Wirkung gewonnen. Daß alle diese etwas willkürlichen Ansätze sich tatsächlich zu einem konsequenten System der relativistischen Dynamik ausbauen lassen, hat neuerdings Herglotz gezeigt, der aus einem in allgemeinster Weise von den relativen Deformationen der Körper abhängigen dynamischen Potential genau die von Laue aufgestellten Zusammenhänge zwischen Energie, Impuls und Spannungen, darunter den Satz von der Trägheit der Energie, gewinnt. Den Abschluß des Buches bildet eine Anwendung der allgemeinen Dynamik auf die Hohlraumstrahlung, wobei die Resultate Mosengeils in eleganter Weise wiedergewonnen werden.

Die Fülle von Anregungen, die dieses Buch in kleineren und größeren Fragen enthält, läßt sich in einem kurzen Bericht kaum andeuten. M. Born.

Berichtigung.

Auf Z. 16, 17 meiner Note „Zur Theorie der Gravitation" ist ein Versehen zu berichtigen, auf welches ich durch eine freundliche Mitteilung des Herrn A. Einstein aufmerksam geworden bin. Man lese daselbst: „betrachten wir dx, dy, dz und $du = i dl = i c dt$ als Komponenten einer Verschiebung $d\mathfrak{s}$ im vierdimensionalen Raume".

Es ist also

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2$$

das Quadrat des vierdimensionalen Linienelementes, wobei die Lichtgeschwindigkeit c durch Gl. (6) bestimmt ist.

M. Abraham.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Greifswald Dr. Otto Anselmino zum ständigen Mitarbeiter beim Kaiserlichen Gesundheitsamt in Berlin, der Oberingenieur Dr. Wieslav v. Chrzanowski in Dülmen zum ord. Professor für Wärmemotoren an der Technischen Hochschule Lemberg, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Chemie in Dahlem Geheimrat Dr. Ernst Beckmann zum ord. Honorarprofessor an der Universität Berlin, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Edgar Meyer zum a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Tübingen, der Professor für angewandte Chemie (Leuchtgas, Feuerung, Metallurgie) an der Universität von Leeds William A. Bone zum ord. Professor für Brennstoffe und feuerfeste Stoffe am Imperial College of Science and Technology South Kensington, der ord. Professor an der deutschen Universität Prag Dr. Albert Einstein zum ord. Professor für theoretische Physik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich, Dr. H. E. Buchanan zum Professor der Mathematik an der Universität von Tennessee in Knoxville, der Assistent am physikalischen Kabinett der Akademie in St. Petersburg W. Wilim zum Direktor der neuen seismographischen Station in Pulkowo.

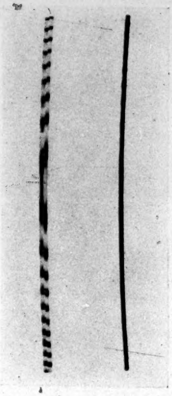
Berufen: Der ord. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Gerhard Kowalewski in gleicher Eigenschaft an die deutsche Universität Prag, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Erlangen Dr. Alexander Gutbier zum ord. Professor für Elektrochemie und chemische Technologie an die Technische Hochschule Stuttgart.

Verliehen: Dem ord. Professor für Physik an der Universität Erlangen Dr. Eilhard Wiedemann der Titel Geheimer Hofrat, dem ord. Professor der Geodäsie an der Universität Berlin und Direktor des Geodätischen Instituts bei Potsdam Dr. Robert Helmert der Titel Geheimer Oberregierungsrat, dem Privatdozent für Physiologische Chemie an der Universität Bonn Dr. Karl Grube und dem Chemiker Dr. Rudolf Marloth in Kapstadt der Titel Professor.

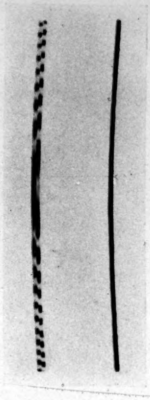
Vom Lehramt zurück: Sir William Ramsay tritt als Professor der Chemie am University College London zurück, um sich ausschließlich seinen Forschungen widmen zu können.

Gestorben: Der Chemiker Percy Gerald Sanford in London (Verfasser von „Nitro-Explosives"), der ord. Professor der mathematischen Physik an der Universität Gent Dr. G. L. van der Mensbrugghe, der Assistent im Institut für anorganische Chemie in Göttingen Dr. Ludwig Oldenberg, der Privatdozent der pharmazeutischen Chemie an der Universität Breslau Dr. Otto Gaebel.

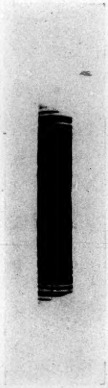
Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



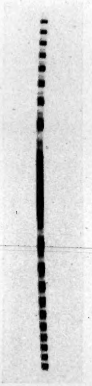
A



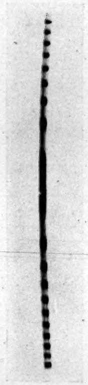
A'



B



C



C'

M. Martinez Risco, Die Asymmetrie der Zeemanschen Tripletts.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.